

Messung und Simulation von Fahrzeugbränden in Tunneln

Vom Fachbereich für Bauingenieur- und Vermessungswesen
der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina
zu Braunschweig

zur Erlangung des Grades eines
Doktor-Ingenieur (Dr.-Ing.)

genehmigte

DISSERTATION

von
Stud.-Ass. Carola Steinert
aus Berlin-Charlottenburg

Eingereicht am: 27.06.1995

Mündliche Prüfung am: 14.12.1995

Berichterstatter: Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. E.h. Karl Kordina

Berichterstatter: Prof. Dr.-Ing. Dietmar Hosser

Berichterstatter: Prof. Dr.-Ing. Reinhard Leithner

1996

21-1452/001

Messung und Simulation von Fahrzeugbränden in Tunneln

Vom Fachbereich für Bauingenieur- und Vermessungswesen
der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina
zu Braunschweig

zur Erlangung des Grades eines
Doktor-Ingenieur (Dr.-Ing.)

genehmigte

DISSERTATION

von

Stud.-Ass. Carola Steinert
aus Berlin-Charlottenburg

BIBLIOTHEK
der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina
zu Braunschweig
D-38105 Braunschweig

Eingereicht am: 27.06.1995

Mündliche Prüfung am: 14.12.1995

Berichterstatter: Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. E.h. Karl Kordina

Berichterstatter: Prof. Dr.-Ing. Dietmar Hosser

Berichterstatter: Prof. Dr.-Ing. Reinhard Leithner

1996

Die Deutsche Bibliothek - CIP-Einheitsaufnahme

Steinert, Carola:

Messung und Simulation von Fahrzeugbränden in Tunneln /
von Carola Steinert. - Clausthal-Zellerfeld : Papierflieger, 1997
Zugl.: Braunschweig, Techn. Univ., Diss., 1996
ISBN 3-932243-26-9

© PAPIERFLIEGER, Clausthal-Zellerfeld, 1997
Telemannstraße 1 • 38678 Clausthal-Zellerfeld

Alle Rechte vorbehalten. Ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages
ist es nicht gestattet, das Buch oder Teile daraus auf fotomechanischem
Wege (Fotokopie, Mikrokopie) zu vervielfältigen.

1. Auflage, 1997

ISBN 3-932243-26-9

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftliche Mitarbeiterin am Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz (iMBB) der Technischen Universität Braunschweig. Während dieser Zeit oblag dem iMBB die wissenschaftliche Leitung und experimentelle Bearbeitung eines Forschungsprojektes, das sich die Untersuchung von Tunnelbränden zwecks Optimierung von Rettungskonzepten zum Ziel gesetzt hat. In diesem Zusammenhang ist ein umfangreiches Versuchsprogramm mit 20 Tunnelbrandversuchen durchgeführt worden, bei welchem u.a. reale Schienen- und Straßenfahrzeuge in Brand gesetzt worden sind.

Auf die hierbei gewonnenen Meßdaten und Versuchsergebnisse stützt sich die vorliegende Arbeit. Von deutscher Seite wurden die Mittel für die Durchführung der Versuche dankenswerterweise vom 'Bundesministerium für Bau- und Raumordnung' und dem 'Ministerium für Forschung und Technologie' bereitgestellt. Ich bedanke mich bei allen Kollegen des iMBB und der deutschen kooperierenden Institutionen STUVA (Köln), Institut für Ökologische Chemie (TU Braunschweig) und Studiengesellschaft für Stahlanwendung (Düsseldorf) sowie bei den ausländischen Kollegen, mit denen im Rahmen des zum EUREKA-Projekt erhobenen Forschungsvorhabens eine fruchtbare Zusammenarbeit ermöglicht wurde. Dieser Dank gilt vor allem den in Versuchsaufbau und -durchführung vor Ort tätigen Mitarbeitern, die mit allergrößtem Engagement unter den schweren Bedingungen (Eis, Kälte, Polarnacht) zu einem bestmöglichen Gelingen der im äußersten Norden Norwegens angesiedelten Versuche beigetragen haben.

Im einzelnen besonders danken möchte ich den Kollegen Arnold Muchall, Gary Blume und Dr. Ekkehard Richter für die kooperative Zusammenarbeit bei Planung, Durchführung und Auswertung der Brandversuche sowie den nicht in das Projekt involvierten Kollegen Dr. Thomas Heins und Dr. Willi Siegfried, von denen ich jedoch viele Anregungen zum Thema erhielt.

Mein allergrößter Dank aber gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. E.h. Karl Kordina für seine beharrliche und liebevolle Unterstützung und Anregung all meiner dienstlichen Tätigkeiten und dieser Arbeit. Den Herren Prof. Dr.-Ing. Dietmar Hosser und Prof. Dr.-Ing. Reinhard Leithner danke ich für ihr Interesse an meiner Arbeit und die Übernahme der Korreferate. Herrn Prof. Dr.-Ing. Ferdinand Rostásy und Herrn Prof. Horst Schulze gilt mein Dank für die gewährte Unterstützung im Zusammenhang mit der Erfüllung der Promotionsvoraussetzungen (Prüfungen in den Vertiefungsfächern Baustofftechnologie und Bauphysik) sowie Herrn Prof. Horst Schulze für die Begleitung des Verfahrens als dessen Vorsitzender.

Leipzig, im Dezember 1996

Inhaltsverzeichnis

Verwendete Symbole

E.	Einleitung	E.1
A.	Aufbereitung der Ergebnisse aus den Tunnel-Brandversuchen für die rechnerische Brandsimulation	A.1
A.1	Tunnel-Brandversuche	A.1
A.1.1	Versuchstunnel	A.1
A.1.2	Versuchsprogramm	A.3
A.1.3	Meßgrößen	A.5
A.2	Aufbereitung der Meßergebnisse	A.7
A.2.1	Versuchsbeobachtungen zur Temperatur- und Gasverteilung in Abhängigkeit von Energiefreisetzung und Längsströmung	A.7
A.2.2	Ermittlung von Volumen- und Massenströmen	A.16
A.2.3	Energiefreisetzung	A.23
	1. Berechnung der Energiefreisetzung aus der Entstehung von CO ₂ und CO	A.25
	2. Berechnung der Energiefreisetzung aus den Pyrolyseraten	A.32
	3. Berechnung der Energiefreisetzung aus den Enthalpieströmen über die Bilanzgrenzen ± 20 m und ± 30 m	A.32
	4. Ergebnisse zur Ermittlung der Energiefreisetzung	A.33
	5. Alternative Ermittlungsmethoden zur Energiefreisetzung	A.39
A.2.4	Molare Masse und Feuchtigkeit der Gase	A.45
A.2.5	CO ₂ -Auswaschung durch Luftfeuchtigkeit	A.49
A.2.6	Entstehung sichttrübender Partikel	A.52
A.2.7	Abschätzung von Druckverlusten	A.58
A.2.8	Wärmeübergang und Emissionsgrad	A.63
A.3	Zusammenfassung und Kommentar	A.73

B.	Rechnische Simulation ausgewählter Brandversuche	B.1
B.1	Anpassung und Leistungsfähigkeit des Simulationsmodells	B.1
B.1.1	Kurzbeschreibung des Mehrraum-Zonen-Modells FIGARO - Fähigkeiten und Grenzen des Modells -	B.1
	1. Rechenstruktur des Modells	B.2
	2. Grenzen des Modells	B.10
	3. Erste Modifikationen des Modells	B.11
B.1.2	Eingabe-Datensatz	B.15
B.1.3	Überprüfung der Eignung und Anpassungsfähigkeit des Modells an die spezifischen Tunnelverhältnisse	B.17
	1. Die Segmentierung des Tunnels	B.18
	2. Die zeitliche Steuerung des Rechenablaufes	B.23
	3. Anpassung an die geometrischen Vorgaben	B.26
	4. Die Längslüftung im Tunnel	B.32
	5. Der konvektive Wärmeübergang	B.35
B.2	Simulation ausgewählter Brandversuche	B.40
B.2.1	Mischungsvorgänge für die Versuche mit offener Plumegeometrie	B.40
	1. Simulation der Heptanbrände	B.40
	2. Massenströme und Sichtverhältnisse	B.49
	3. Modifizierte Mischungsvorgänge	B.57
B.2.2	Simulation der Versuche mit realen Brandlasten	B.62
	1. Brände von Fahrzeugen mit größerer Fahrgastzelle	B.63
	2. Brandgeschehen innerhalb der Fahrzeuge	B.68
	3. Brandgeschehen innerhalb und außerhalb der Fahrgastzelle	B.73
B.3	Zusammenfassung und Kommentar	B.78
R.	Resumée, Anwendung und Ausblick	R.1
Literaturverzeichnis		

Verwendete Symbole

Strich über dem Symbol : Mittelwert
 Punkt über dem Symbol : Ableitung nach der Zeit,
 d, Δ, \hat{c} vor dem Symbol : Kleine Differenz

Symbol	Bedeutung	Einheit
<u>Große lateinische Lettern:</u>		
A	Fläche	m^2
B	Rußbelastung	kg/m^3
D	Diffusionskoeffizient	cm^2/s
E	Energie	kJ
E_{CO}	Energieabgabe pro freigesetzter Masse Kohlenmonoxid	kJ/g
E_{CO_2}	Energieabgabe pro freigesetzter Masse Kohlendioxid	kJ/g
E_{O_2}	Energieabgabe pro verbrauchter Masse Sauerstoff (Näherungswert für 'allgemeinen' Kohlenwasserstoff)	$13,1 \text{ kJ}/\text{g}$
E_V	Verdampfungsenergie	kJ/kg
F	hier definiert zu $\frac{\dot{V}_{\text{CO}}}{\dot{V}_{\text{CO}_2}}$ (vgl. Kap. A.2.3.1)	-
F_{akAlf}	flächenberücksichtigender Faktor zu α_{kon}	-
F_{aktorCO}	hier definiert zu $\frac{\dot{V}_{\text{O}_2 \rightarrow \text{CO}}}{\dot{V}_{\text{CO}}}$ (vgl. Kap. A.2.3.1)	-
F_{aktorCO_2}	hier definiert zu $\frac{\dot{V}_{\text{O}_2 \rightarrow \text{CO}_2}}{\dot{V}_{\text{CO}_2}}$ (vgl. Kap. A.2.3.1)	-
H	Enthalpie, Wärme	kJ
H_u	(unterer) Heizwert	kJ/kg
I	Lichtintensität	W/m^2 bzw. lx

Symbol	Bedeutung	Einheit
K_{abs}	spezifische Absorptionsfläche	m ² /kg
$K_{Gleich}(T)$	temperaturabh. Wassergasgleichgewichts-'Konstante'	-
K	hier definiert zu $\frac{c_{O_2, tr}}{c_{CO_2, tr}}$ (vgl. Kap. A.2.4)	-
L	Strömungsweglänge	m
M	Masse	kg
N	Rechenläufe in der Bilanzenschleife pro Raumschleife	-
Nu	Nußelt-Zahl	-
OD	optische Dichte (definiert nach Gl. A.71)	-
Q	Wärme, (thermische) Energie	kJ
$Quot$	hier definiert zu $\frac{\sigma \cdot T_G}{c_{CO_2}}$ (vgl. Kap. A.2.6)	K/m
Pr	Prandtl-Zahl	-
R	allgemeine Gaskonstante	8,3143 J/(K·mol)
\dot{R}	Pyrolyserate	kg/s
Re	Reynolds-Zahl	-
Ri	Richardson-Zahl	-
Sw	Sichtweite	m
T	Temperatur	K bzw. auch °C
TG	Heißgasschicht-Temperatur	K
TL	Kaltluftschicht-Temperatur	K
U	Umfang	m
V	Volumen	m ³
X	Teilchen- bzw. Volumenkonzentration (vgl. Kap. A.2.3.5)	- bzw. Vol-%
Y_S	Spezifisches Rauchpotential, Rauchentstehungsanteil	kg/kg
Z	Teilchenanteil unbelasteter Frischluft in beliebigem Gas	-

Symbol	Bedeutung	Einheit
<u>Kleine lateinische Lettern:</u>		
<i>a</i>	Temperaturleitzahl	m^2/s
<i>a</i>	Absorptionskoeffizient	$1/\text{m}$
<i>b</i>	Wärmeeindringzahl	$\text{J}/(\text{m}^2 \cdot \text{K} \cdot \text{s}^{1/2})$
<i>b</i>	Breite	m
<i>bR</i>	Raumbreite	m
<i>c</i>	Teilchen- bzw. Volumenkonzentration	- bzw. Vol-%
<i>c_p</i>	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck	$\text{J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$
<i>dhG</i>	Dicke der Heißgasschicht	m
<i>dt</i>	Zeitschrittweite der Raumschleife	s
<i>dtN</i>	Zeitschrittweite der Bilanzenschleife	s
<i>e</i>	Entrainmentkoeffizient	-
<i>f</i>	konstanter Faktor	-
<i>g</i>	Erdbeschleunigung	m/s^2
<i>h</i>	Höhe	m
<i>hR</i>	Raumhöhe	m
<i>hRB</i>	relative Höhe des Raumbodens (bzgl. Brandraum)	m
<i>h₁</i>	Verdampfungsenthalpie	kJ/kgK
<i>k</i>	(konstanter) Faktor	-
<i>lR</i>	Raumlänge	m
<i>m_{pl}</i>	Steigung der Plumekegel-Höhenzunahme	-
<i>m</i>	Wasserstoffmoleküle in der chemischen Summenformel	-
<i>n</i>	Kohlenstoffmoleküle in der chemischen Summenformel	-
<i>o</i>	Sauerstoffmoleküle in der chemischen Summenformel	-
<i>p</i>	Druck	Pa

Symbol	Bedeutung	Einheit
p_S	Sattdampfdruck (Wasser)	Pa
q	Wärmestromdichte	kW/m ²
r	Radius	m
s	Meßstrecke, Weglänge	m
s_{gl}	gleichwertige Gasschichtdicke (Radius repräs. Halbkugel)	m
t	Zeit	s bzw. Min
u	molare Masse	g/mol
v	Geschwindigkeit	m/s
v_0	Längsströmungsvorgabe	m/s
x	Mischungsweglänge	m
z	Erhebung	m

Griechische Lettern:

α	Wärmeübergangskoeffizient	W/(m ² K)
α_{Exp}	Expansionsfaktor (genutzt im Kap. A.2.3.5)	-
β	Winkel	rad
δ	Dicke der Mischungszone zwischen Heißgas und Kaltluft	m
δ_{Grenz}	Strömungsgrenzschichtdicke	m
ε	Emissionsgrad	-
ζ	Widerstandszahl	-
η	dynamische Viskosität	Pa·s
λ	Wärmeleitfähigkeit	W/(m·K)
λ_{Welle}	Wellenlänge	m
ν	Teilchen	mol
ξ	Strömungswiderstandsbeiwert, Rohrreibungszahl	-

Symbol	Bedeutung	Einheit
ρ	Dichte	kg/m ³
σ	Extinktionskoeffizient	1/m
σ_{StB}	Stefan-Boltzmann-Konstante	5,67·10 ⁻⁸ W/(m ² K ⁴)
τ	Transmissionsgrad	-
φ	Einstrahlzahl	-
ϕ	Ventilationsfaktor (= Sauerstoffbedarf / -angebot)	-
ϕ_{hydr}	hydraulischer Strömungsdurchmesser	m
ϕ_{LF}	relative Luftfeuchtigkeit	% bzw. -
χ	spezifisches Rauchpotential	m ² /g

Indices:

<i>A</i>	Anfangs-, Ausgangs-
<i>A</i> (hochgestellt)	chemischer Analyzer
<i>abs</i>	absorbiert
<i>alt</i>	alt
<i>auf</i>	auftreffend
<i>Bidi</i>	Bidirectional, Geschwindigkeitsmeßsonde
<i>Brg</i>	Brandgut
<i>Brh</i>	Brandherd
<i>emit</i>	emittiert
<i>G</i>	Gas
<i>Gasaustausch</i>	Gasaustausch im Zuge der Massenbilanz über einen Raum
<i>gr</i>	Grenzschicht bzgl. Wärmeübertragung zwischen Gas und Festkörper
<i>Grenz</i>	Grenze zwischen laminarer und turbulenter Plumeemischungszone
<i>j</i>	Charakterisierung eines Meßortes, Rechenzeitschrittes
<i>k</i>	kalt

Symbol	Bedeutung
<i>kon</i>	konvektiv
<i>krit</i>	kritisch
<i>L</i>	Luft
<i>Längs</i>	Längsströmung, Längsslüftung
<i>lam</i>	laminar
<i>LG</i>	Luft-Gas-Grenze
<i>N</i>	Neutral (auf Neutrale Ebene bezogen)
<i>NBed</i>	unter Normalbedingungen
<i>neu</i>	neu
<i>O</i>	Oberfläche Festkörper
<i>P</i>	Pyrometer
<i>Pl</i>	Plume
<i>Prisma</i>	prismenförmiger Plumesektor ab Berührung der vorgegebenen Raumbreite
<i>Pyro in</i>	in das Pyrometer einfallend
<i>q</i>	Wärmestromdichte
<i>Quersch</i>	Querschnittsänderung
<i>R</i>	Ruß, Rauch
<i>rad</i>	radiativ
<i>Raum</i>	Raum
<i>Richt</i>	Richtungswechsel
<i>S</i>	Satt- , Sattedampf-
<i>ström</i>	Strömung
<i>tats</i>	tatsächlich
<i>theor</i>	theoretisch
<i>tr</i>	trocken
<i>turb</i>	turbulent

Symbol	Bedeutung
<i>Vent</i>	Ventilationsöffnung
<i>verbr</i>	verbrannt
<i>Verlust</i>	Verlust
<i>w</i>	warm
<i>weg</i>	ausgehend
<i>0</i>	Anfangs-, Ausgangszustand, unbelastet

Chemische Summenformeln:

CO	Kohlenmonoxid
CO_2	Kohlendioxid
$C_5H_{12}O_5$	Näherung für Holz
$C_6H_{10}O_5$	Näherungsformel für Zellulose
C_7H_{16}	Heptan
$C_nH_mO_o$, C_nH_m , C_nH_{2n}	Näherungsformeln für einen unbekannten Kohlenwasserstoff
H_2O	Wasser
N_2	Stickstoff
O_2	Sauerstoff

E. Einleitung

Einordnung der Arbeit in das Fachgebiet Brandschutz:

Angesichts der großen Zunahme des unterirdischen Streckennetzes in Europa - sowohl auf der Schiene als auch auf der Straße - und einiger aufsehenerregender Brände mit einer Vielzahl von Todesopfern in Verkehrstunneln (vgl. Tab. E.1, /E.1/, /E.2/) stellt sich drängend die Frage nach einer Verbesserung von Sicherheitskonzepten zum vorbeugenden und abwehrenden Brandschutz für Tunnelanlagen. Allein in der Bundesrepublik Deutschland entfallen 70 km Streckennetz auf Straßen-, 550 km auf U-Bahn- und 380 km auf Eisenbahn-Tunnel /E.3/.

Mit Verbesserung der Vortriebstechniken beim Tunnelbau, Erhöhung der Bahngeschwindigkeiten (Hochgeschwindigkeitszüge) sowie dem wachsenden Bedürfnis nach Lärmschutzeinhausungen nimmt auch die Länge der Einzeltunnel zu. Damit steigt die Wahrscheinlichkeit von Tunnelbränden, und die Schwierigkeiten und Risiken für Flucht und Rettung von Personen nimmt zu, da durch die langen Zugangswege und die rasche - eindimensionale - Ausbreitung von Heißgas und sichttrübendem Rauch ein Feuerangriff erheblich erschwert wird.

Angesichts ungenügender oder unzureichend zugänglicher Löschwasserbereithaltung, der relativ langen Löschzug-Anrückzeiten im Vergleich zu einer raschen Brandausbreitung stehen für längere Tunnel Rettungsmethoden im Vordergrund, die entweder auf eine Optimierung der Fluchtmöglichkeiten (Rauchfreihaltung durch Lüftungssteuerung, Fluchtleitsysteme, gasdichte Rettungszellen) oder auf eine weitgehende Fernhaltung brennender Fahrzeuge aus dem Tunnelbereich (Außerbetriebsetzung der Notbremse während der Tunnelfahrt) abzielen.

Gleichwohl dienen optimierte Zutrittsmöglichkeiten infolge minimierter Belastung durch Temperatur, Rauch und toxische Gaskomponenten zumindest von einer Tunnelseite her bis zum Brandherd auch der Bekämpfung des Brandes selber. Doch ist davon auszugehen, daß in längeren Tunneln vor Eintreffen von Lösch- und Rettungsmannschaften der Brand schon vergleichsweise weit fortgeschritten ist (Vollbrand). Daher muß mit einer nicht unerheblichen thermischen Belastung des Tunnelbauwerkes gerechnet werden. Hier sind Fragen zu Einsturzgefährdung, Sanierungsmöglichkeit und -aufwand hinsichtlich der thermisch beeinträchtigten Standsicherheit sowie der toxischen Belastung von Gebäude und Tunnelatmosphäre von großer Bedeutung.

Zur Untersuchung dieser Fragestellungen wurde vom Bundesministerium für Forschung und Technologie ein Forschungsauftrag erteilt, der zwecks Optimierung der Tunnel-Brandschutzkonzepte u.a. die experimentelle Untersuchung des Abbrandverhaltens und der dabei auftretenden thermischen und toxischen Belastungen von Tunnelatmosphäre und Tunnelbauwerk für den Brand realer Straßen- oder Schienenfahrzeuge in einem Tunnel zum Ziel hatte. Aufgrund des großen internationalen Interesses erlangte das Projekt im dritten Jahr der Versuchsdurchführung (1992) EUREKA-Status (EU 499 Firetun, Fire Protection in Traffic Tunnels), und es beteiligten sich 8 weitere europäische Staaten aktiv an dem Versuchsprogramm /E.4/.

Das gewonnene Datenpaket bietet neben Aufschluß über Größenordnungen und Anhaltswerte zu Temperaturen, Energiefreisetzung, Rauch- und Temperaturverteilung die Möglichkeit zur Entwicklung oder Überprüfung und Anpassung von Brandsimulationsmodellen. Diese sollen künftig entsprechende, kostspielige und die Umwelt belastende Experimente ersetzen und in Anpassung an beliebige andersgeartete Tunnelbrand-Szenarien Vorhersagen zum Brandverhal-

Tabelle E.1: Zusammenstellung aktueller größerer Brandereignisse in Fahrzeugtunneln (aus /E.2/)

Tabelle 6: Daten von Bränden in verschiedenen Straßentunneln													
Name des Tunnels	Datum	Tunneldaten			Branderkennung		Löschbeginn Uhrzeit	Brandrauchentlüftung		Flucht- und Rettungswege			Schäden
		Länge (m)	Röhren	Verkehrsort	Uhrzeit	Alarmierungsart		Art	Tunnellüftung hat	Art	Länge (m)	Brandbeginn war	
Holland	13. 5. 1949	2600	2	Richtungsverkehr	8. 48	Betriebspersonal	8. 58	Querlüftung	Brandrauch nicht abgesaugt	Nachbarrohre über Querverbindung	-	nicht verbrannt	13 Pkw, 10 Lkw ausgebrannt, Bauwerksschäden
Billwerder Moorfließ	31. 8. 1968	243	2	Richtungsverkehr	00. 30	Taxifunkzentrale	1. 15	keine mech. Lüftung	-	Verkehrsrohre	<300	nicht verbrannt	Lkw mit Kunstharzladung ausgebrannt, Bauwerksschäden
Guadarama	14. 8. 1975	3345	2	Richtungsverkehr	11. 35	Lautsprecherstation	12. 45	unbekannt	Brandrauch nicht abgesaugt	unbekannt	-	verbrannt	Lkw mit Pinnenharz ausgebrannt, Bauwerksschäden
San Bernadino	21. 9. 1976	-	-	unbekannt	11. 22	Feuermelder	11. 26	unbekannt	Brandrauch abgesaugt	Verkehrsrohre	>1000	nicht verbrannt	Motorbrand eines Reisebusses
Veisen	8. 1978	-	2	Richtungsverkehr	-	Verkehrsteilnehmer	ca. 4 min nach dem Unfall	Querlüftung	Brandrauch nicht abgesaugt	Verkehrsrohre	300-500	unbekannt	2 Lkw, 4 Pkw ausgebrannt, 5 Tote, 5 Verletzte
Nihonzaka	11. 7. 1979	-	-	unbekannt	-	Feuermelder	-	Halbquerlüftung	Brandrauch nicht abgesaugt	Nachbarrohre über Querverbindung	300-500	unbekannt	189 Kfz ausgebrannt, 7 Tote, 2 Verletzte
Caldecott	17. 4. 1982	2550	3	Richtungsverkehr	12. 15	Notrufeinrichtung	13. 30	Querlüftung	Brandrauch nicht abgesaugt	Nachbarrohre über Querverbindung	<300	verbrannt	4 Kfz ausgebrannt, 7 Tote, 2 Verletzte, Bauwerksschäden
Fréjus	3. 2. 1983	12686	1	Gegenverkehr	-	unbekannt	-	unbekannt	-	-	-	unbekannt	Lkw ausgebrannt, Bauwerksschäden
Gothard	2. 4. 1984	16310	2	Richtungsverkehr	12. 18	Notrufeinrichtung, Brandmeldeanlage	12. 29	Querlüftung	Brandrauch abgesaugt, Tunnel nicht vollständig rauchfrei	Fluchttunnel, Schutzräume	-	unbekannt	Lkw mit Kunststoffolie ausgebrannt, Bauwerksschäden
Felber-Tauern	1. 7. 1984	5100	1	Gegenverkehr	12. 00	Reiseleiter	12. 27	Halbquerlüftung	Brandrauch nicht abgesaugt	Verkehrsrohre, Lüftungskanal	5070	verbrannt	Reisebus ausgebrannt, Bauwerksschäden
L'Arne	9. 9. 1986	1105	1	Gegenverkehr	-	unbekannt	-	unbekannt	-	-	-	-	5 Kfz ausgebrannt, 3 Tote, 5 Verletzte
Herzogberg	30. 12. 1986	-	1	Gegenverkehr	18. 19	unbekannt	18. 57	unbekannt	Brandrauch abgesaugt, Tunnel war nicht rauchfrei	Verkehrsrohre	>1000	nicht verbrannt	Lkw ausgebrannt
Hatfield	3. 12. 1987	1150	3	Richtungsverkehr	20. 00	Notrufeinrichtung	20. 22	Längslüftung	Brandrauch nicht abgesaugt	Verkehrsrohre	300-500	nicht verbrannt	Pkw ausgebrannt, Bauwerksschäden
Gumfens	18. 2. 1987	340	2	Richtungsverkehr	17. 04	unbekannt	17. 25	keine mech. Lüftung	-	Verkehrsrohre	>300	verbrannt	3 Lkw, 1 Pkw ausgebrannt, 2 Tote, 5 Verletzte, Bauwerksschäden
Tanzenberg	2. 7. 1987	-	2	Richtungsverkehr	00. 08	unbekannt	00. 20	unbekannt	Brandrauch nach 29 min. abgesaugt	Nachbarrohre über Querverbindung	-	unbekannt	1 Pkw ausgebrannt, 1 Toter, Bauwerksschäden
Brenner	12. 5. 1989	412 824	2	Richtungsverkehr	03. 38	Bauarbeiter	04. 17	während Bauarbeiten nicht betriebsbereit	-	Verkehrsrohre, Nachbarrohre über Querverbindung war zugestellt	300-500	verbrannt	2 Tote, 5 Verletzte, Bauwerksschäden
Herzogberg	14. 7. 1992	-	1	Gegenverkehr	06. 04	Brandmeldeanlage	06. 22	unbekannt	-	Verkehrsrohre	-	verbrannt	1 Lkw, 1 Pkw ausgebrannt, 1 Toter, Bauwerksschäden

ten ermöglichen - zwecks Dimensionierung des Bauwerkes für die zu erwartenden Belastungen und Entwicklung von Lüftungssteuerungs- und Rettungskonzepten für den Fall eines Brandes. Insofern soll die vorliegende Arbeit als ein Beitrag zur Verbesserung der Anwendbarkeit und des Verständnisses der rechnerischen Simulation von Tunnelbränden mit einem Zonenmodell verstanden werden.

Ziele der Arbeit:

Gestützt auf die Meß- und Versuchsergebnisse des Forschungsprojektes /E.4/ geht es in der vorliegenden Arbeit darum, das am iBMB entwickelte, computergestützte Brandsimulations-Zonenmodell FIGARO /E.5/ mit Hilfe von Vergleichsrechnungen auf seine Brauchbarkeit zur Simulation von Tunnelbränden zu untersuchen bzw. so zu modifizieren, daß eine möglichst gute Übereinstimmung mit den Versuchsergebnissen erreicht wird.

Schon vor Anwendung auf die Versuchsdaten erweisen sich dabei einige Änderungen des Rechencodes als notwendig, um sicherzustellen, daß die für den Versuchstunnel spezifischen Verhältnisse in der Nachrechnung überhaupt berücksichtigt werden. Erst wenn die Möglichkeiten des Rechencodes weitgehend mit den Parametern des Brandverhaltens und den bei den Versuchen beobachteten Phänomenen in Einklang gebracht sind, wird es sinnvoll, Rechen- und Meßergebnisse miteinander zu vergleichen, um hieraus Schwachstellen bzw. die Leistungsfähigkeit des Rechenprogrammes zu beurteilen. Bei zufriedenstellender Übereinstimmung von Rechnung und Messung (nach gegebenenfalls durchzuführenden Modifikationen) lassen sich diese spezifischen Vorgaben so abändern, daß Brandsimulationen auch für andersgeartete Brandszenarien (Tunnelgeometrie, Abbrandvorgaben usw.) möglich werden.

Vor einer Betrachtung des Simulationsmodells sind die Versuchsergebnisse zu sichten und hinsichtlich einflußnehmender Parameter und der im Versuch beobachteten Phänomene zu untersuchen. In diesem Zusammenhang stellt sich auch die Frage, inwieweit geschichtete Gasverteilungen in den Versuchen auftreten und daher ein Schichtenmodell (Zonenmodell) zur Simulation von Tunnelbränden grundsätzlich geeignet ist. Es ist die Frage zu klären, von welchen Parametern die Ausbildung und Stabilität der Gasschichtung abhängt.

Weiterhin sind die Versuchsdaten hinsichtlich benötigter Eingabedaten für die rechnerische Simulation auszuwerten. Einen zentralen Stellenwert nimmt dabei die Ermittlung der während der Fahrzeugbrände erfolgten zeitabhängigen Freisetzung von Energie und von sichttrübenden Partikeln ein. Zu untersuchen sind außerdem für den gegebenen Versuchstunnel die Strömungsverluste durch Tunnelgeometrie und Wandungsrauigkeit sowie die für den Versuchstunnel spezifischen Wärmeübergangsbedingungen.

Gliederung der Arbeit:

Folglich gliedert sich die vorliegende Arbeit in zwei große und relativ eigenständige Abschnitte:

Im ersten Teil (A) geht es ausschließlich um die Auswertung der Versuchsergebnisse zum Zwecke ihrer Nutzung für die rechnerische Brandsimulation bzw. um die Datenaufbereitung für einen Vergleich mit den Ergebnissen aus der rechnerischen Brandsimulation. Hierzu wird

zunächst das zugrundeliegende Tunnel-Brandversuchs-Projekt knapp beschrieben. Anschließend werden in weitgehend verallgemeinerter Form die auftretenden Phänomene sowie die Vorgehensweisen zur Gewinnung der einzelnen Eingabegrößen dargestellt

Im einzelnen sind die Volumen- und Massenströme der Verbrennungsprodukte für einzelne von den Verbrennungsgasen durchströmte Tunnelquerschnitte zu ermitteln, um Entstehungsraten zu berechnen. Hierzu werden Annahmen getroffen, um aus dem grobmaschigen zeitlichen und räumlichen Netz weniger Meßdaten brauchbare Profile zur Geschwindigkeits- und Konzentrationsverteilung zu erschließen.

Da in diversen Tunnel-Querschnitten bzgl. der Gaskomponenten ausschließlich Kohlendioxid und -monoxid gemessen wurde - abgesehen von einem einzigen Meßort im Feuerplume, wo zusätzlich auch die Sauerstoffkonzentration gemessen wurde - böte sich ein Rückschluß auf die Energiefreisetzungsraten aus den leicht zu ermittelnden Entstehungsraten von Kohlenmonoxid und Kohlendioxid an. Diese direkte Verknüpfung liefert aber bei einem unbekanntem Brandgut nur ein wenig genaues Ergebnis, da die benötigten Faktoren große Abhängigkeit vom Brandgut zeigen.

Die im Feuerplume gemessenen Konzentrationen von Sauerstoff, Kohlenmonoxid und Kohlendioxid erlauben jedoch, die zeitabhängige Umsetzung von Sauerstoff in Kohlenmonoxid und -dioxid näherungsweise zu bestimmen. Mit Hilfe der hier definierten zeitabhängigen Faktoren, die den jeweiligen Verbrennungsprozeß in den einzelnen Brandphasen und Brandversuchen charakterisieren, läßt sich zu den aus den Meßergebnissen abgeleiteten Entstehungsraten von Kohlenmonoxid und Kohlendioxid auf den Verbrauch von Sauerstoff schließen. Damit kann nun, obwohl nur an einem einzigen Meßort eine Sauerstoffkonzentration gemessen wurde, die Energiefreisetzungsraten mit Hilfe der Methode der 'Oxygen Consumption' (Sauerstoff-Verzehr) ermittelt werden, die zu erheblich glaubwürdigeren Resultaten führt, da diese Methode vom Brandgut weitgehend unabhängig ist. Die hier vorgestellte Übertragungsmethode ist m. W. neu. Auch findet die Oxygen Consumption Method im Zusammenhang mit diesen Tunnelbrandversuchen nach m.E. erstmalig Anwendung auf eine Tunnelgeometrie.

Entsprechend wird zu den wenigen gemeinsamen Meßorten von optischer Dichte und Kohlendioxid die Beladung der Gase mit sichtrübenden Partikeln in Zusammenhang mit der Kohlendioxidkonzentration gebracht und so in analoger Weise von der Kohlendioxid-Entstehungsrate auf die Freisetzungsraten sichtrübender Partikel geschlossen.

Es wird eine Abschätzung des Feuchtegehaltes der Tunnelgase vorgenommen, um den Zusammenhang zwischen - die Auswertung möglicherweise verfälschenden - Kohlendioxidauswaschungen und der besonders hohen Luftfeuchtigkeit im Versuchstunnel zu untersuchen.

Überlegungen zu den Strömungsverlusten im Versuchstunnel sowie eine knappe Untersuchung der Wärmeübergangsbedingungen mit Ermittlung des Emissionsgrades des Tunnelgesteins schließen den ersten Teil der Arbeit ab.

Im zweiten Teil (B) der Arbeit wird das verwendete Zonenmodell vorgestellt. Die in das Programm integrierten Mischungsphänomene sowie einige vorab von mir vorgenommene Modifikationen des Programms zur Anpassung an den Versuchstunnel werden im Vergleich zur dokumentierten ursprünglichen Programmversion /E.5/ knapp dargelegt. Vor Anwendung auf ausgewählte Brandversuche aus dem o.g. Tunnel-Projekt wird durch Variation der frei vorzugebenden Steuergrößen die Verantwortlichkeit des Programm-Anwenders durch die von ihm

zu treffende Entscheidung für Rechenzeitschrittweite und Tunnelsegmentierung aufgezeigt. Damit wird die Konsistenz des Programmes sowie seine Stärken und Schwächen abgeklöpft.

Hierfür wird die Segmentierung des Tunnels in sogenannte 'Räume' bewußt asymmetrisch bzgl. des Brandherdes bei ansonsten symmetrischen Vorgaben vorgenommen und dabei die Größe des für die Simulation herangezogenen Ausschnittes aus einem längeren Tunnel variiert, um Einflüsse der den Ausschnitt begrenzenden Randräume auf das Simulationsergebnis aufzuzeigen.

Es folgt eine schrittweise Anpassung an die tunnelspezifischen Vorgaben, so daß Auswirkungen aus dem Höhenverlauf des Tunnels, der Längslüftung und den Wärmeübergangsverhältnissen auf die Temperatur- und Gasverteilung im Tunnel im einzelnen sichtbar werden.

Für die Simulation der Brandversuche wird unterschieden zwischen Versuchen mit offener Plumegeometrie, wo die berechneten Zustände im Tunnel direkt auf die Verbrennungsvorgänge Einfluß nehmen können und die Situation der 'Brandraum im Raum'-Geometrie für Brände in geschlossenen Schienen- bzw. Straßenfahrzeugen.

Am Beispiel der Heptanbrände aus dem Versuchsprogramm, die sich durch eine isolierte Variation der beiden wesentlichen Parameter Längslüftungsgeschwindigkeit und konstant vorgegebener Energiefreisetzungsrates auszeichnen, wird aus dem Vergleich von Rechnung und Messung eine Überprüfung des Modells in Abhängigkeit von diesen beiden Größen vorgenommen. Die berechneten Massenströme der in den Feuerplume eingemischten Gase sowie der über der Tunnellänge zwischen den Schichten ausgetauschten Gase werden für die variierten Parameterkonstellationen eingehend untersucht. Diese Untersuchungsergebnisse dieser stellen wegen des für die offene Plumegeometrie gegebenen direkten Zusammenwirkens mit der Tunnelatmosphäre und wegen der Verfügbarkeit gemessener Kontrollgrößen eine hervorragende Grundlage zur Analyse von Programmmodifikationen dar.

Eine hier vorgeschlagene Modifikation des Programmes hinsichtlich der Einmischungsvorgänge im Plume bei vorgegebenen Längsströmungen und der Mischungsvorgänge zwischen den Schichten führt zu berechneten Gaskonzentrationen und einer berechneten Gasschichthöhe, die mit den Versuchsergebnissen besser übereinstimmen. Diese Modifikation geht zu Lasten der berechneten Heißgastemperaturen, so daß gleichwohl die nicht weiter modifizierte Programmversion eine Abschätzung der thermischen Belastung des Tunnelbauwerkes 'auf der sicheren Seite' erlaubt. Mit dieser Modifikation wird der grundlegende Zusammenhang zwischen Einmischung und Gasschichtdicke auf der einen Seite und Temperatur und Konzentration von Verbrennungsprodukten auf der anderen Seite deutlich.

Diesen Kapiteln sind eine Reihe wesentlicher Hinweise zur Interpretation der Rechenresultate sowie zur Bedienung von Zonenmodellen zu entnehmen.

Am Beispiel des Busbrandes als einem Vertreter der 'Brandraum-im-Raum-Konfiguration' wird untersucht, inwieweit die Vorgabe eines einzelnen, offenen Brandherdes mit den Abmessungen des Versuchsfahrzeuges den tatsächlich gemessenen Versuchsverhältnissen gerecht zu werden vermag bzw. ob die möglichst detaillierte Vorgabe dieser komplexen Konfiguration notwendig oder hilfreich ist, um zu brauchbareren Ergebnissen zu führen.

Es schließt sich ein Resümee zu den Ergebnissen an. Zur Verdeutlichung der Leistungsfähigkeit des modifizierten Programmes wird eine Anwendung auf einen Stadtbahn-Brand ('Brand-

versuch in einem Stadtbahntunnel aus gewellten Stahlblechen in Gelsenkirchen' /E.6/) für einen anders beschaffenen Tunnel vorgenommen. Ein Ausblick auf weitere wünschenswerte Untersuchungsaspekte im Zusammenhang mit der rechnerischen Brandsimulation von Tunnelbränden mit Schichtenmodellen im allgemeinen bzw. dem Simulationsmodell FIGARO im speziellen schließt die Arbeit ab.

A. Aufbereitung der Ergebnisse aus den Tunnel-Brandversuchen für die rechnerische Brandsimulation

A.1 Tunnel-Brandversuche

Im Zuge eines vom Bundesministerium für Forschung und Technologie und vom Bundesministerium für Raumordnung, Bauwesen und Städtebau geförderten Forschungsvorhabens wurden in den Jahren 1990 bis 1992 in einem ehemaligen Bergwerk-Transportstollen einer im Norden Norwegens (Repparfjord bei Hammerfest) gelegenen Kupfermine 20 Brandversuche durchgeführt. Hierbei wurde u.a. das Abbrandverhalten von Straßen- und Schienenfahrzeugen sowie von Vergleichsbrandlasten (Fichtenholzkrippen /A.1/, Heptan-Pool-Brände, Mischbrandgut) untersucht.

Die wissenschaftliche Leitung und Bearbeitung des Versuchsprogrammes oblag in Deutschland dem Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz und dem Institut für ökologische Chemie und Abfallanalytik der Technischen Universität Braunschweig, die Logistik und Programmberatung der Studiengesellschaft für unterirdische Verkehrsanlagen in Köln STUVA /A.2/. Die Koordination des Forschungsvorhabens führte die Studiengesellschaft Stahlanwendung in Düsseldorf durch. Aufgrund des großen internationalen Interesses errang das Vorhaben 1992 EUREKA-Status /A.3/.

Zweck der Versuche war es u.a., in Abhängigkeit von Brandgut und Lüftungsverhältnissen die entstehenden Temperaturen und Verbrennungsgase (toxische Komponenten und sichttrübende Partikel) in ihrer Ausbreitung im Tunnel zu untersuchen, um anhand der gewonnenen Erkenntnisse bestehende Brandsimulationsmodelle zu modifizieren und Sicherheitskonzepte zu Personen- und Gebäudeschutz zu optimieren. Ein erstes Resultat bilden allein schon die Größenordnungen der gemessenen Temperaturen und Gaskonzentrationen für den sich unter der besonderen, tunnelspezifischen Zuluftversorgung tatsächlich einstellenden Brandablauf. Weiterhin wurden grundlegende Zusammenhänge zwischen realistischen Brandlasten, Tunnelgeometrie, Ventilation und der Brandentwicklung erfaßt.

A.1.1 Der Versuchstunnel

Der Versuchstunnel hat eine Länge von 2,3 km bei einem nahezu rechteckigen Querschnitt von im Mittel 6,3 m · 5,2 m (Breite · Firsthöhe) (Bild A.1). Er hat eine unbedeckte, zerklüftete Quarzitstein-Oberfläche mit Gesteinsvor- und -rücksprüngen von etwa 20 cm. Durch Gesteinspalten fließt permanent Feuchtigkeit am nassen Tunnelgestein herab, welches sich in einem weitgehend unterirdisch verlaufenden Abwasserkanal sammelt.

295 m hinter dem nördlichen Portal befand sich für alle Versuche der Brandherd. In einem Bereich von etwa ±50 m beiderseits des Brandherdes wurde die Tunneloberfläche im Scheitelbereich mit einem Brandschutzputz (Faserbeton) gegen die thermischen Einwirkungen der Brände versehen. Etwa 2 km hinter dem Brandherd endet der Tunnel, der früher als Erz-Transportstollen diente, in einem nahezu vertikalen Erz-Einwurfschacht mit einer Höhe von etwa 90 m.

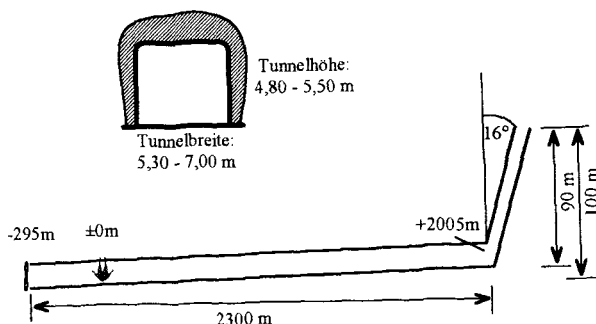


Bild A.1: Tunnellängs- und -querschnitt

In den Portalbereich wurde ein Axialventilator eingebaut, so daß Längsströmungen mit mittleren Geschwindigkeiten bis zu 6,5 m/s erzeugt werden konnten. Damit ergaben sich im Bereich der querschnittsverengenden Brandlasten Geschwindigkeiten bis zu 10 m/s.

Es ist mit folgenden tunnelspezifischen Eigenschaften und Konsequenzen zu rechnen:

Die Geometrie des Tunnels mit kleinen Unregelmäßigkeiten in Querschnittsform und -größe sowie einem sowohl horizontal als auch vertikal von der idealen Geraden geringfügig abweichenden Verlauf bewirkt schon im kalten - brandlosen - Zustand bei größeren vorgegebenen Strömungsgeschwindigkeiten unregelmäßige Strömungsprofile in den einzelnen Tunnelquerschnitten, die damit vom theoretisch für turbulente Strömungen (vgl. Kap. A.2.7) zu erwartenden abgeplatteten Profil abweichen. Daher ist möglicherweise - auch im Brandfall - von einer nicht vollständig ausgebildeten Rauigkeitströmung auszugehen (vgl. auch Bilder A.3 bis A.6).

Hieraus resultieren für die Brandversuche mit erhöhter vorgegebener Luftgeschwindigkeit Schiefagen von Heißgas- und Luftschicht.

Das Gefälle des Tunnels von knapp 1% im Bereich des Brandherdes bedingt in Brandherdnähe eine asymmetrische Verteilung heißer Gase und warmer Luft in Richtung des erhöht liegenden Schachtendes. Diese unbeabsichtigte, die vom Ventilator vorgegebene Längsströmung überlagernde Gasströmung wird durch die Auftriebskräfte der warmen Gase in einer Umgebung kühlerer Gase verursacht und fällt umso größer aus, je größer deren Temperaturdifferenz ist.

Ein Kamineffekt zeigt sich durch die jahreszeitlich schwankende Grundströmung der gesamten Tunnelluft an (winters in Richtung Schacht, sommers in Richtung Portal), da die von außen in den Tunnel eintretende Luft von dem jeweils gemäßiger (um etwa 6 °C) temperierten Tunnelgestein erwärmt bzw. abgekühlt wird. Der Höhenunterschied zwischen dem Eingangsportal und der oberen Schachtöffnung beträgt etwa 100 m. Diese besondere Geometrie des Versuchstunnels mit einer vertikalen Schachtöffnung anstelle einer zweiten horizontalen Eingangsöffnung blieb aber ohne brandbedingten Einfluß auf die Strömungsverhältnisse, da unterhalb des Schachtes und damit im Schacht keine nennenswerte Gastemperaturerhöhung durch die Brände mehr festgestellt werden konnte.

Die niedrige Temperatur des Tunnelgesteins führt zu einer raschen Abkühlung der am Tunnelgestein vorbeistreichenden Gase. Hierbei verdichten sich die Gase so weit, daß sie teilweise an den Wänden des Tunnels aus der Heißgasschicht herabsinken.

Insbesondere für die im Sommer durchgeführten Versuche, wo die Oberflächentemperatur der Wände mit ca. 6°C bis 7°C noch unterhalb der Frischlufttemperatur von etwa 12°C lag, wurde in mehreren Versuchen das Absinken der Rauchgase bis unterhalb der Frischluftzone beobachtet, wobei sich unter der Frischluftschicht z.T. eine weitere kalte Rauchgasschicht aufbaute. Die rauchfreie Luftzone befand sich - in Form eines ovalen Schlauches mit einer Höhenlage von etwa 0,5 m bis 2,5 m (im portalseitigen Streckenbereich zwischen 40 m und 100 m Entfernung zum Brandherd) - gerade in Kopfhöhe. Begünstigt wird dieser Effekt gewiß durch ein Strömungsprofil mit besonders geringen Geschwindigkeiten in Bodennähe und durch die generell zu den Wandungen abnehmenden Geschwindigkeiten.

Die große Oberfläche und Oberflächenrauigkeit des unverkleideten, rauhbelassenen Tunnels sind in zweierlei Hinsicht von Einfluß auf die Verteilung von Temperatur und Rauchgas: Zum einen bewirkt die große Oberfläche erhöhte konvektive Wärmeverluste und verstärkt damit die Energieabgabe und folglich das Herabsinken der Rauchgase an den Wandungen. Der konvektive Wärmeübergangskoeffizient wird zudem vom Strömungsverhalten der Gase vor der Wandung beeinflusst; jedoch bewegt sich die Strömungsgrenzschicht in der cm/mm-Größenordnung für die vorgegebenen Geschwindigkeiten. Andererseits resultieren aus der großen Oberflächenrauigkeit vergrößerte Druckverluste für die Strömungsbewegungen der Gase durch den Tunnel.

Die relative Luftfeuchtigkeit im Tunnel betrug jeweils vor und nach den Brandversuchen um die 95 %. Während der Versuche ist für die brandherdnahen Bereiche bei erhöhten Temperaturen zwar mit einer deutlichen Abnahme dieses relativen Wertes zu rechnen; durch die permanent herabtropfende bzw. herabrinnende Feuchtigkeit aus Gesteinsspalten ist jedoch beständig Nachschub an absoluter Feuchte gegeben, so daß für die brandherdferneren, sich abkühlenden Gase auch während der Brandversuche von einer hohen relativen Luftfeuchtigkeit ausgegangen werden kann.

In Konsequenz muß sowohl mit einer erhöhten Aerosolausscheidung als auch mit der Auswaschung von CO₂ und SO₂ aus den Rauchgasen (durch Bildung von Kohlensäure und schwefliger Säure) gerechnet werden.

A.1.2 Versuchsprogramm

Das Versuchsprogramm läßt sich unter Gesichtspunkten der Energiefreisetzung sowie der variierten Tunnellängslüftung und der dem Brandherd z.T. zusätzlich zugeführten Verbrennungszuluft in die in Tabelle 1 zusammengestellten Versuchsblöcke untergliedern.

Dabei steigert sich die Komplexität bzgl. einer Erschließung der Verbrennungsprozesse von bekannten, konstanten Abbrandraten (im Falle der Heptan-Poolbrände) über gemessene zeitlich veränderliche Abbrandraten (für die Holz- und Mischbrandgut-Brände) bis hin zu den von außen schwer nachvollziehbaren Vorgängen innerhalb der nahezu vollständig verschlossenen Fahrgastzellen der Versuchsfahrzeuge.

Tabelle A.1: Versuchsprogramm und variierte Parameter

Versuchs- bezeichnung	Brand- gut	Anordnung Brandgut	Verbrennungs- zuluft	Brandlast	maximale Energie- freisetzungsrate	Längs- lüftung [m/s]	
H11 H21 H31 H32	Heptan	Pool	nicht weiter gebläse- unterstützt	A = 1 m ²	3,1 MW = const. 3,1 MW = const.	0,6 / 1,0 1,0 / 1,5 / 2,5	
				A = 3 m ²	10,3 MW = const. 10,3 MW = const.	1,5 1,5 / 2,5	
W31 W41 W51 W21	Fichten- holz	in einem bzw. 8 Stapeln von Krippen nach DIN 18230		970 kg $\hat{=}$ 17,3 GJ 1000 kg $\hat{=}$ 17,8 GJ 1000 kg $\hat{=}$ 17,8 GJ 1500 kg $\hat{=}$ 26,7 GJ	11,4 MW 13,4 MW 12,8 MW ?	0,3 2,5 4,5 (0,2)	
LF1	Misch- ¹⁾	1 Stapel ²⁾		2850 kg $\hat{=}$ 64,3 GJ	10,6 MW	0,7	
C21 C11	PKW: Kunststoff- PKW: Blech-Karosse	real		Türen nicht / beidseitig geöffnet	\approx 7 GJ 5 - 7 GJ	\approx 6 MW ?	0,5 (-0,3)
B11 F31	Bus: Stahlgehäuse U-Bahn: Stahlgehäuse			einige Türen und Fenster geöffnet	\approx 48 GJ 33 GJ	\approx 34 MW ?	-0,3 (0,3)
F42 F11 FS2	U-Bahn: Alugehäuse Wagen IC-Ausstattung Wagen ICE-Ausstattung			einige Türen und Fenster geöffnet + zusätzlich ³⁾ gebläseunterstützt	41 GJ 77 GJ 63 GJ	\approx 24 MW \approx 12,5 MW \approx 20 MW	0,5 0,5 0,5
FA3 HF1	zwei 1/2 gekoppelte Wagen (IC und ICE) TIR-Truck			gebläseunterstützt ³⁾ + nahezu verschlossen Türen + Fenster verschlossen	57,5 GJ 87,4 GJ	\approx 43 MW \approx 100 MW	6-8 / 3-4 6-8 / 3-4

¹⁾ Fichtenholzkrippen, Gummireifen, Polyethylensäcke²⁾ zuunterst Holz, darüber Holz + PE, obenauf Gummireifen³⁾ es wurde ein Frischluft-Volumenstrom von etwa 0,3 m³/s im Bodenbereich der Fahrzeuge eingeblasen

Für eine Überprüfung und gegebenenfalls Anpassung des für Vergleichsrechnungen verwendeten Rechencodes sind die Heptan-Poolbrand-Versuche besonders geeignet, da von bekannten und konstanten Eingangsgrößen ausgegangen werden kann. Das im Simulationsmodell eingesetzte Plumemodell kann im Vergleich mit den bei diesen Versuchen entstehenden Heißgasmassen am ehesten zu größtmöglicher Übereinstimmung geführt werden. Auch hinsichtlich der Mischungsprozesse zwischen Heißgas- und Kaltluftschicht über der Tunnellänge bieten diese Versuche wegen der variierten Geschwindigkeit der Längsströmung bei konstanter Energiefreisetzungsrates optimale Vergleichsmöglichkeiten.

Anwendung und Bestätigung findet das derart überprüfte Modell durch Nachrechnen der Versuche aus dem Block 'Holz- und Mischbrandgut-Brände'. Hier können wegen der offenen Geometrie des Brandherdes dieselben Plume-Einmischungs-Annahmen getroffen werden. Doch sind nun zeitabhängige Pyrolyseraten, die wegen der Messung der Restbrandlast bekannt sind, zu berücksichtigen.

Von den PKW-, LKW- und U-Bahn-Bränden mit ihren größtenteils geöffneten Fahrzeugtüren und der damit vergleichsweise offenen Plume-Geometrie bis hin zu den innerhalb der vollständig geschlossenen Fahrgastzellen eingeschlossenen Brandherde der Fernbahn-Wagen entfernt sich das für das gesamte brennende Fahrzeug anzusetzende Plumemodell immer weiter von den für die offene Konfiguration anzunehmenden Bedingungen. Es ist daher zu untersuchen, inwieweit mit dem überprüften Rechenprogramm die tatsächliche 'Brandraum-im-Raum-Beziehung' des inwendig brennenden Fahrzeuges im Tunnel durch die vereinfachende Vorgabe eines einzigen offenen Brandherdes in den Abmessungen des gesamten brennenden Vehikels ersetzt werden kann.

Die wichtigste Eingabegröße zur rechnerischen Simulation der Brandversuche ist die Energiefreisetzungsrates. Für die Fahrzeugbrände, wo die Abbrandrate nicht durch Wiegen der Restbrandlast ermittelt werden konnte, müssen entsprechende Werte aus den makroskopisch im Tunnel gemessenen Daten berechnet werden. Die insgesamt vorhandenen Fahrzeug-Brandlasten waren bekannt; nach Abschluß eines jeden Fahrzeugbrandversuches wurde der Anteil nicht verbrannten Brandgutes geschätzt. Für die Simulation der Sichtverhältnisse sind weiterhin realistische Eingabedaten bzgl. des Rauchpotentials der brennenden Fahrzeuge notwendig, welche ebenfalls aus Meßergebnissen abgeleitet werden müssen.

A.1.3 Meßgrößen

Zur Orientierung im Tunnel wurde ein Koordinatensystem definiert, dessen Nullpunkt am Brandherd (Fahrzeugmitte) bei Station 295 m festgelegt wurde (Bild A.1). Negative Koordinaten beschreiben die Region zwischen Brandherd und Portal, positive deuten in Richtung des höhergelegenen Schachtes.

Gemessen wurden von deutscher Seite in 18 Meßquerschnitten von Station -200 m bis +1000 m

- Gasttemperaturen mit bis zu 23 Thermoelementen über Höhe (und z.T. Breite) des jeweiligen Tunnelquerschnitts verteilt - in 15 Querschnitten zwischen -200 m und +100 m
- Gaskomponenten (O_2 , CO_2 , CO , C_nH_m , NO , SO_2) - direkt über dem Brandherd

- CO₂- und CO-Konzentration - für die weiteren sechs Querschnitte bei -100 m, -30 m, -20 m, +20 m, +30 m und +100 m - jeweils ca. 70 cm unter der Tunnelfirste und in Kopfhöhe
- Rauchdichte (optische Dichte bzw. Transmissionsgrad) - für die Querschnitte -100 m, +100 m, +300 m, +500 m und +1000 m
- der visuelle Verrauchungseindruck - aufgenommen durch eine stationäre Videokamera bei +70 m und eine (zwischen Brandherd und Portal vom Beobachtungsteam mitgeführte) mobile Kamera
- horizontale Strömungsgeschwindigkeiten (im Höhenprofil) - für die Meßquerschnitte -65 m, -30 m, -20 m, ±0 m, +20 m, +30 m und +65 m
- die Erwärmung von an der Tunnelfirste angebrachten bzw. bis zu halber Tunnelhöhe aufgesockelten Betonmeßsteinen - zwischen -200 m und +100 m
- von Pyrometern ausgegebene Strahlungstemperaturen zur Ermittlung der Emissionsgrade der Betonmeßsteine bzw. des Tunnelgesteins - bei +20 m bzw. +100 m
- die Temperaturen innerhalb bzw. an den Versuchsfahrzeugen.

Weiterhin können bei einigen Versuchen noch ergänzende Meßwerte aus dem Meßprogramm anderer Nationen des zum EUREKA-Projekt erklärten Forschungsvorhabens hinzugezogen werden.

Es erweist sich z.T. als notwendig, aus den Angaben der über der Tunnellänge angeordneten Meßaufnehmer auf die in Brandherdnähe bzw. direkt am Brandherd herrschenden Vorgänge rückwärtig zu schließen. So ist z.B. die optische Dichte der Gase (zum Schutze der Meßgeräte vor der thermischen Belastung) erst in 100 m Entfernung zum Brandherd gemessen worden. Und innerhalb der Versuchsfahrzeuge sind ausschließlich Temperaturen gemessen worden.

A.2 Aufbereitung der Meßergebnisse

A.2.1 Versuchsbeobachtungen zur Temperatur- und Gasverteilung in Abhängigkeit von Energiefreisetzung und Längsströmung

Am Beispiel der Heptanbrände lassen sich die Einflüsse von Energiefreisetzung und Längslüftung auf die Verteilung von Rauchgas und Temperatur im Tunnel aufzeigen. Es ist nämlich keineswegs allein als Folge vorgegebener Energiefreisetzungsraten mit bestimmten Gastemperaturen und damit thermischen Belastungen für das Tunnelbauwerk zu rechnen.

Die einzelnen Teilversuche der Heptanbrände wurden bei stufenweiser Steigerung der Längsströmung jeweils so lange mit konstanter Geschwindigkeit bei gegebener Poolfläche und damit konstant gegebener Abbrandrate durchgeführt, bis sich stationäre Verhältnisse bzgl. Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilung im bemessenen Tunnelabschnitt einstellten. Obwohl die mit der variierten Pool-Oberfläche gegebenen Energiefreisetzungsraten von 3,1 MW bzw. 10,3 MW relativ klein waren, zeigen sich doch die grundlegenden Zusammenhänge.

Es werden die in Tabelle A.2 dargestellten Heptanbrände miteinander verglichen (vgl. auch Kap. B.2).

Tabelle A.2: Ausgewählte Heptan-Brandversuche und variierte Parameter zu Energiefreisetzung und Längslüftung (die Angaben zu den Versuchs-Teilen beziehen sich auf die Lüfterstufe in der einzelnen Versuchsphase - vgl. Tab. A.1)

		Längslüftung		
		0,6 m/s	1,5 m/s	2,5 m/s
Pooloberfläche bzw. Energiefreisetzung	$1 \text{ m}^2 \hat{=} 3,1 \text{ MW}$	H11 1. Teil	H21 2. Teil	
	$3 \text{ m}^2 \hat{=} 10,3 \text{ MW}$		H31 1. Teil	H32 2. Teil

Zur Veranschaulichung der Temperatur- und Strömungsverhältnisse dienen Isothermenbilder sowie die durch Pfeile gekennzeichneten, gemessenen Geschwindigkeiten (Bilder A.3 bis A.6). Beide stehen für einen identischen Versuchszeitpunkt (etwa 25. bis 30. Brandminute), bei dem im Tunnel weitgehend stationäre Verhältnisse bzgl. Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilung erreicht wurden, im folgenden mit 'quasistationäre Phase' bezeichnet.

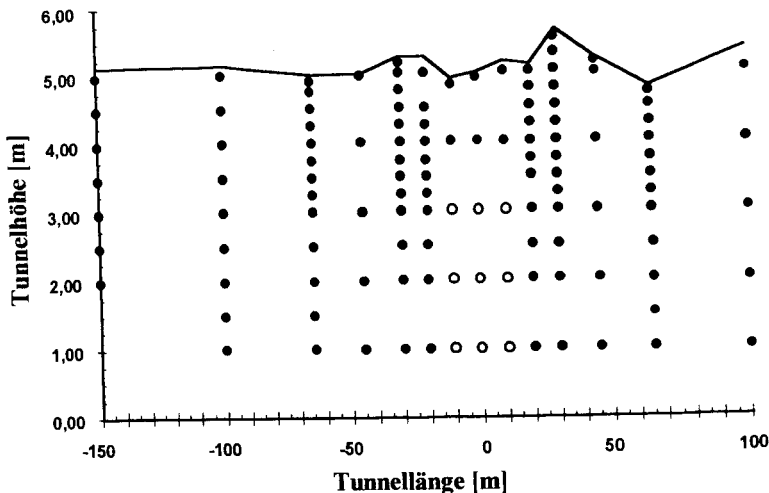


Bild A.2: Positionierung der für die Isothermendarstellungen genutzten Temperaturmeßstellen

Die Isothermenbilder sind durch Interpolation der gemessenen Temperaturen an den in Bild A.2 dargestellten Meßpunkten ermittelt worden. Hierbei stehen die dunklen Punkte für auf der Tunnelachse gemessene Temperaturen. An den Orten heller Punkte wurden die Mittelwerte aus den rechts und links neben der Brandlast gemessenen Temperaturen verwendet, so daß für die Tunnelachse durchaus höhere Temperaturen gelten können. Auch bei der Darstellung der Geschwindigkeitsprofile ist eine lineare Interpolation zwischen den einzelnen Meßwerten durch den gepunkteten Kurvenverlauf angedeutet.

Ebenfalls eingetragen in die Isothermendarstellungen in Bild A.3 bis A.6 ist der Verlauf der zum gleichen Zeitpunkt beobachteten Rauchgas-Grenze. Hierfür können bei fortschreitendem Brand keine stationären Zustände erreicht werden, da mit beständiger Produktion von Verbrennungsgasen auch eine fortwährende Ausbreitung, Abkühlung und Vermischung der Rauchgase mit der weniger sichtgetrübten 'Luftschrift' verbunden ist.

Im Vergleich von gemessener Temperaturerhöhung und beobachteter Rauchverteilung zeigt sich, daß nicht von der Temperaturverteilung auf die Rauchgasausbreitung geschlossen werden darf. Für all diese Versuche wurde leeseitig von der stationären Kamera (ca. bei +70 m) eine über der Höhe durchgehende deutliche Trübung der Gase beobachtet. Auch auf der Luvseite werden im Grenzschriftbereich zwischen Heißgasschicht und Luftschrift Rauchgase von der in Richtung Brandherd strömenden Luftschrift erfaßt und z.T. zusammen mit unbelasteter Frischluft der Verbrennung zugeführt (Versuch H11) bzw. über den Brandherd hinweg in Richtung Schacht (ohne erkennbare Vermischungen mit der Luftschrift) fortgeführt (vgl. auch Bild A.7).

Generell läßt sich zu diesen vier Versuchen aus Tab. A.2 feststellen, daß die aufsteigenden heißen Gase bestrebt sind, unter der Tunneldecke in beide Richtungen vom Brandherd fortzufließen. Auf der Luvseite des Brandherdes ist die Ausbildung einer Schichtung zwischen hei-

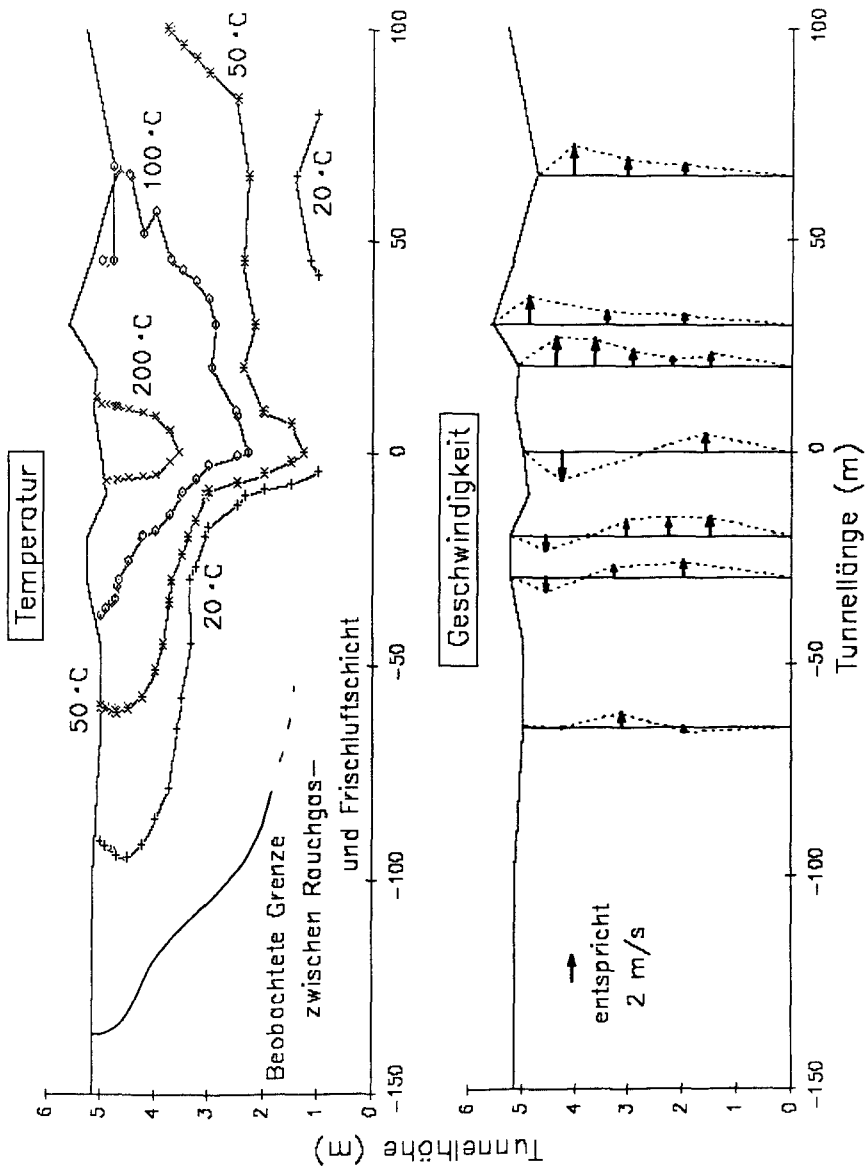


Bild A.3: Isothermen, Verlauf der beobachteten Rauchgasgrenze und Geschwindigkeiten für die quasistationäre Phase des Versuchs H11 Teil 1 mit $v_0 \approx 0,6 \text{ m/s}$ und $\dot{E} = 3,1 \text{ MW}$

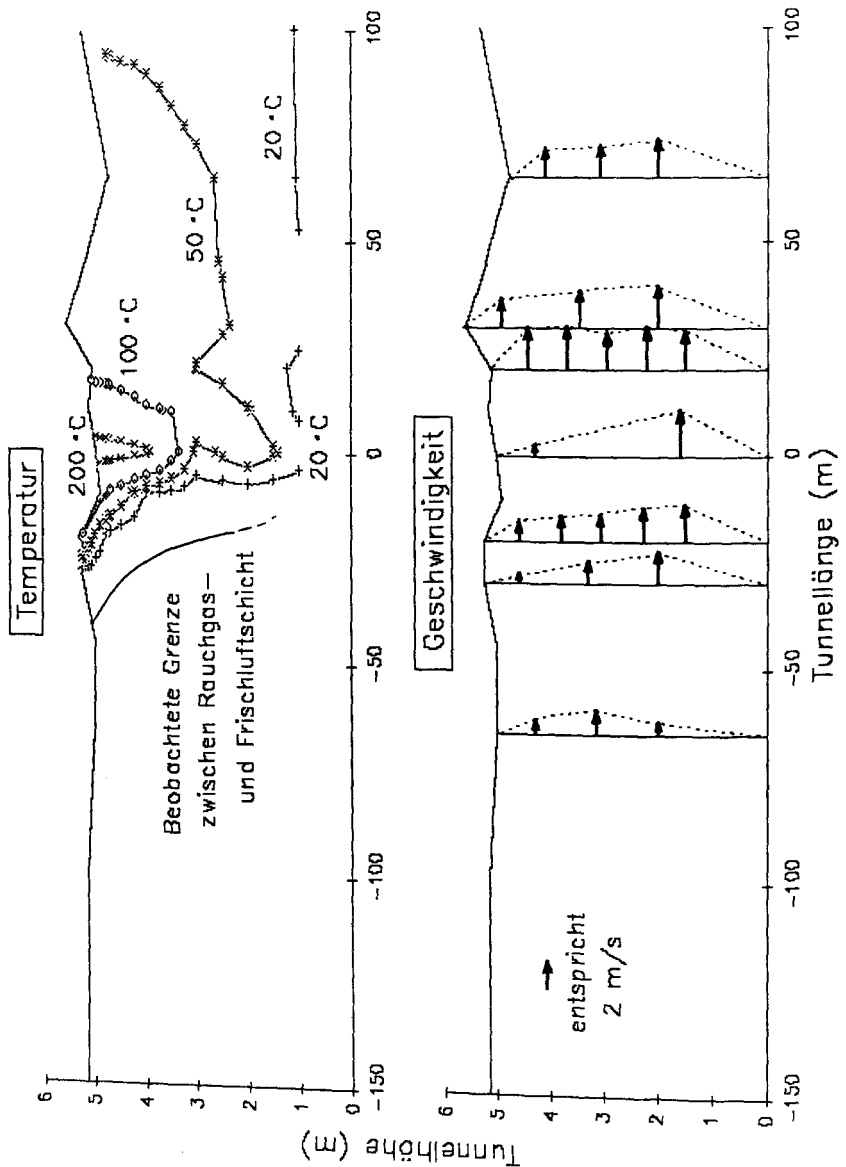


Bild A.4: Isothermen, Verlauf der beobachteten Rauchgasgrenze und Geschwindigkeiten für die quasistationäre Phase des Versuchs H21 Teil 2 mit $v_0 \approx 1,5 \text{ m/s}$ und $E = 3,1 \text{ MW}$

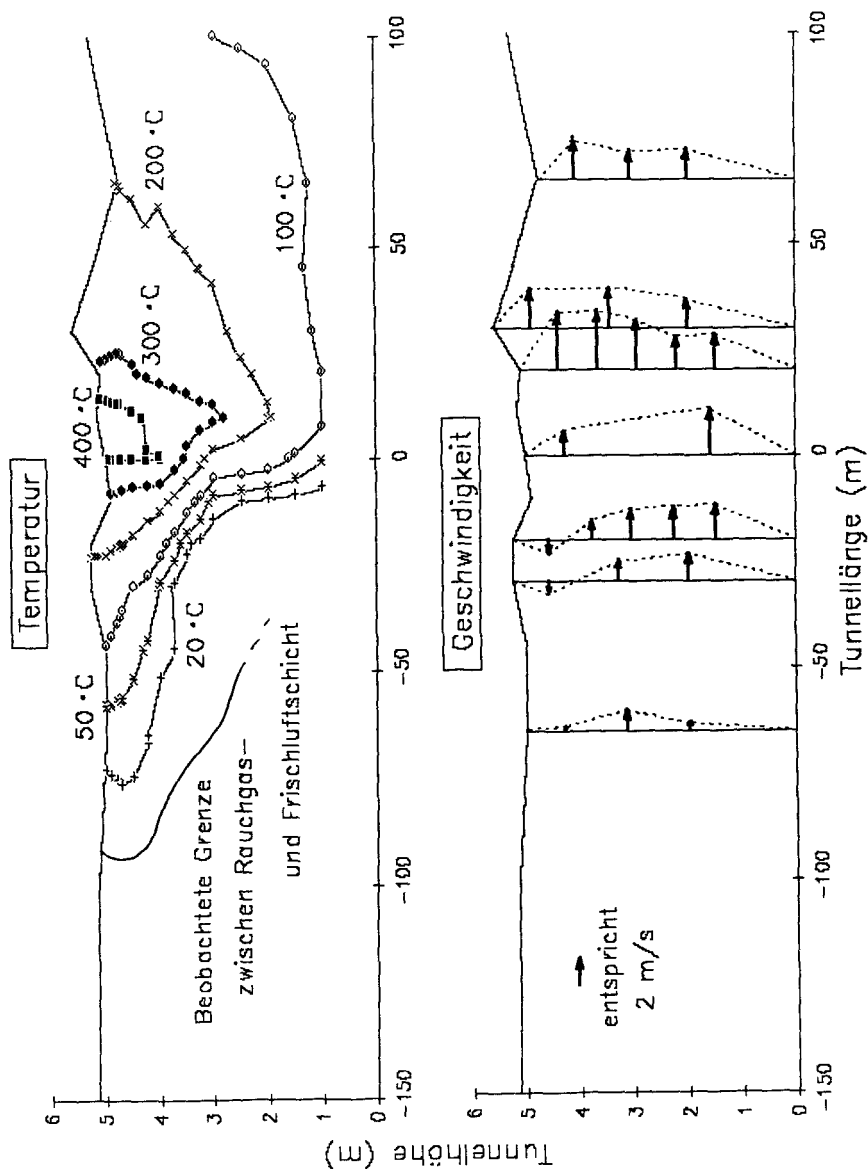


Bild A.5: Isothermen, Verlauf der beobachteten Rauchgasgrenze und Geschwindigkeiten für die quasistationäre Phase des Versuchs H31 Teil 1 mit $v_0 \approx 1,5 \text{ m/s}$ und $\dot{E} = 10,3 \text{ MW}$

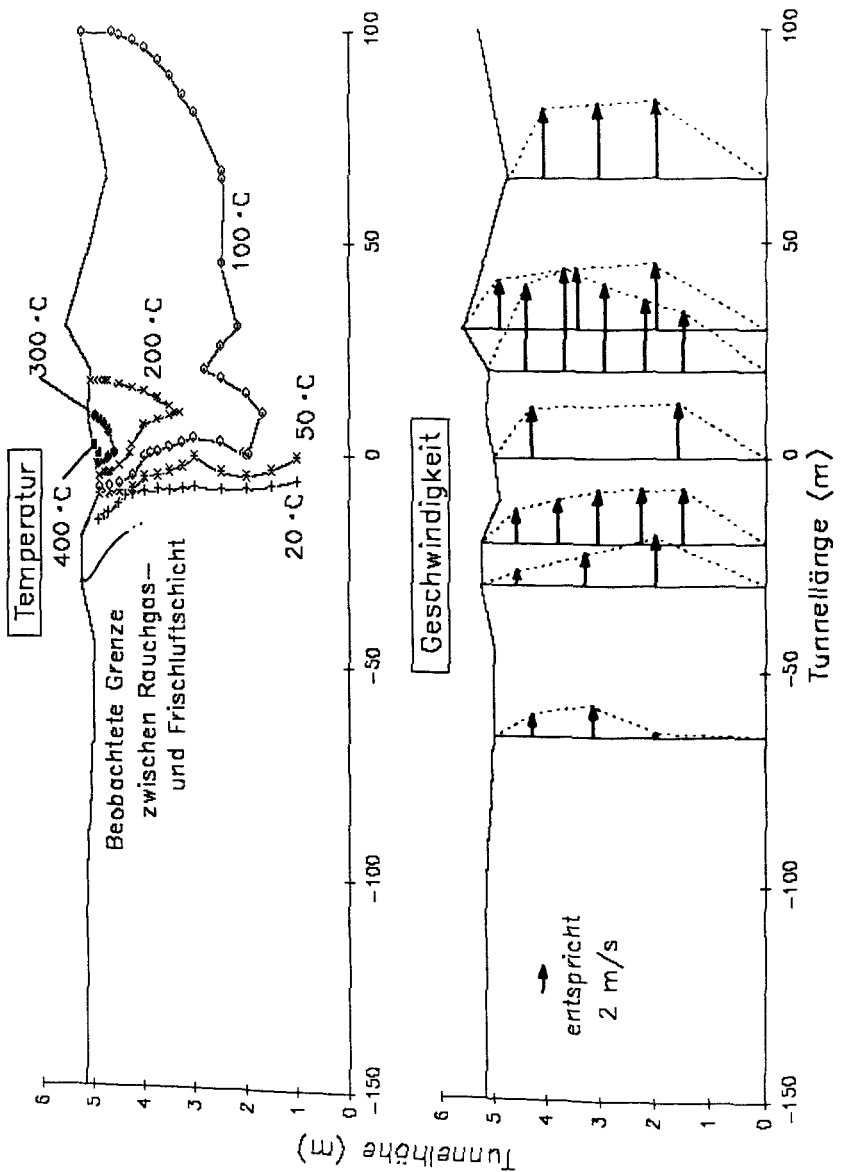


Bild A.6: Isothermen, Verlauf der beobachteten Rauchgasgrenze und Geschwindigkeiten für die quasistationäre Phase des Versuchs H32 Teil 2 mit $v_0 \approx 2,5 \text{ m/s}$ und $E = 10,3 \text{ MW}$

ßen Gasen und zufließender Frischluft an der Verdichtung der Isothermen zu erkennen; dagegen fällt die Temperatur auf der strömungsabgewandten Seite über der gesamten Tunnelhöhe relativ gleichmäßig ab. Frischluft wird in allen vier Fällen aufgrund von Auftrieb und Längsströmung nur portalseitig herangeführt.

Bei Erhöhung der vorgegebenen Längsströmungsgeschwindigkeit verstärken sich die Einmischungen von Luft in den Feuerplume, was zu einer Vergrößerung der vom Plume ausgehenden Rauchgasmasse führt, erkennbar an den niedrigeren Temperaturen bei identisch gegebener Energiefreisetzungsrate (Versuche H11 und H21 bzw. Versuche H31 und H32). Bewegungen heißer Brandgase in Richtung Portal finden knapp unter der Tunneldecke nur noch auf wenigen Metern statt.

Durch Erhöhung der Energiefreisetzungsrate (vgl. Versuch H31 mit H21) entstehen vermehrt Verbrennungsgase. Einmischungen von Frischluft in den Plume erreichen eine geringere abkühlende Wirkung, so daß über dem Brandherd höhere Temperaturen gemessen werden als im Vergleichsversuch H21 mit der kleineren Energiefreisetzungsrate. Die Geschwindigkeiten der zu- und abgeführten Gase erhöhen sich; luvseitig arbeiten sich die Heißgase - trotz in beiden Versuchen gleich vorgegebener Längsströmung - in einer relativ schmalen Schicht (vgl. Versuch H11) wieder mit mehr Erfolg gegen die Längsströmung voran. In gewisser Weise verhalten sich damit - unter Beachtung variiert Längsströmung *und* Energiefreisetzung - die Versuche H11 und H31 sowie die Versuche H21 und H32 bzgl. der Heißgasverteilung ähnlich zueinander.

Die gemessenen CO_2 -Gaskonzentrationen sowie die Beladung der Gase mit Rauchpartikeln - hier am Meßwert der optischen Dichte dargestellt (vgl. A.2.6) - bestätigen die aus den Isothermenbildern gefolgerte Verdünnungszunahme der Verbrennungsgase mit zunehmender Längslüftungsgeschwindigkeit. In Bild A.7 sind die gemessenen CO_2 -Konzentrationen und optischen Dichten über der Tunnellänge für dieselben Versuche und Zeitpunkte wie in Bildern A.3 bis A.6 abgebildet.

Mit Erhöhung der Längslüftungsgeschwindigkeit nehmen die CO_2 -Konzentrationen im Heißgas (obere Meßstellen - Bild A.7 oben) auf der Leeseite stark ab und zwar weniger über der Tunnellänge als schon im Bereich des Brandherdes. Da hiermit - bei identischer Energiefreisetzungsrate, d.h. gleicher CO_2 -Entstehungsrate (vgl. Kap. A.2.3) - im Bereich des Feuerplumes eine deutlich erhöhte Einmischung von Frischluft in das Verbrennungsgas angezeigt wird, läßt sich folglich auch auf eine entsprechende Vergrößerung der entstehenden und damit bemessenen Heißgasmassen schließen.

Auch über der Entfernung zum Brandherd nehmen leeseitig die CO_2 -Konzentrationen in der Heißgasschicht ab, was sich mit weiteren Einmischungen von Luft in die Heißgasschicht erklären ließe. Jedoch fallen auch die in Kopfhöhe gemessenen CO_2 -Konzentrationen auf der strömungsabgewandten Seite über der Tunnellänge geringfügig ab. Geht man (für die jeweils nur zwei Querschnittsmeßstellen) von dem idealisierten Konzentrationsprofil einer Schichtung zweier homogener Gasmassen oder eines über der Tunnelhöhe stetigen Konzentrationsabfalles aus, so kann für die Kaltluftschicht die Erklärung von Einmischungen nicht herangezogen werden. Da über die kompletten Querschnitte die zugehörigen gemessenen Geschwindigkeiten für die Leeseite ausschließlich vom Brandherd fortgerichtet sind, muß auf einen mit Entfernung zum Brandherd in der Summe abnehmenden CO_2 -Massenstrom geschlossen werden. Für diese Ausdünnung der CO_2 -Bestandteile in den Gasen dürften Auswaschungen durch die hohe Luftfeuchtigkeit sowie deren Niederschlag an den Tunnelwänden verantwortlich sein (Kap. A.2.5).

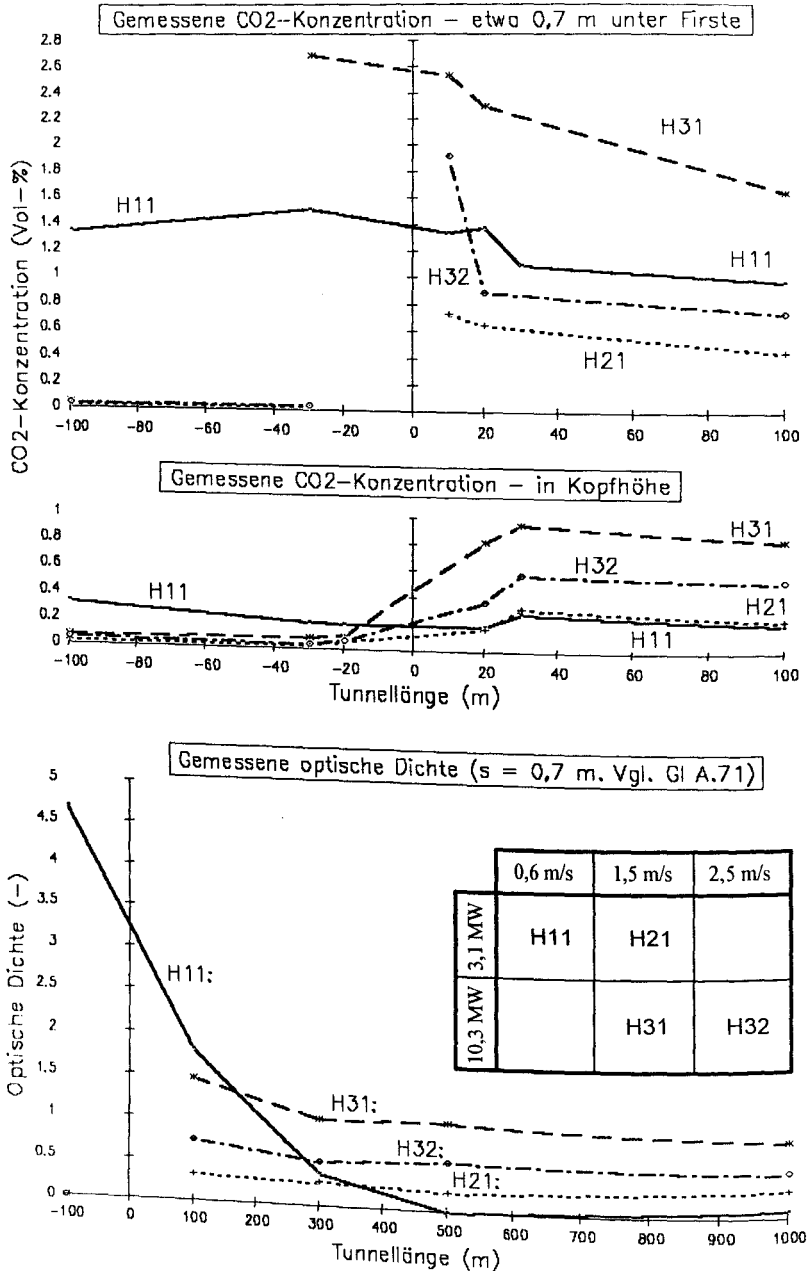


Bild A.7: In Kopfhöhe und unter der Tunnelfirste gemessene CO₂-Konzentrationen sowie unter der Tunnelfirste gemessene optische Dichte für die Versuche H11, H21, H31 und H32 (nach etwa 25 bis 30 Brandminuten)

Aus der Tatsache, daß für die Versuche H21 und H32 mit erhöhter Strömungsgeschwindigkeit kaum noch Konzentrationsunterschiede je Querschnitt zwischen den in Kopfhöhe und den knapp unterhalb der Tunnelfirste gemessenen Werten zu erkennen sind, läßt sich vermuten, daß der Gasstrom hinter dem Brandherd weitgehend homogenisiert ist und von einer ausgeprägten Schichtung stark verrauchter Gase über einer Schicht von Frischluft kaum mehr gesprochen werden kann.

Entsprechendes läßt sich auch aus den in etwa 4 m Höhe gemessenen optischen Dichten (Bild A.7 unten) ablesen, welche sich proportional zur Rußbelastung verhalten (vgl. A.2.6). Im Vergleich der Versuche H11 mit H21 sowie H31 mit H32 für eine Steigerung der Längslüftung bei identisch gegebener Energiefreisetzungsrate und damit vergleichbarer Freisetzung sichttrübender Partikel zeigt sich ebenfalls eine deutliche Abnahme der optischen Dichte am Meßort in 100 m Entfernung zum Brandherd, woraus auf eine größere Verdünnung der Verbrennungsgase im Feuerplume bzw. Brandnahbereich geschlossen werden kann.

Betrachtet man die Sichttrübung in Abhängigkeit von der Entfernung zum Brandherd - auf einer Distanz zum Brandherd von bis zu 1000 m -, so bleibt der Meßwert für die beiden Versuche H21 und H32 mit vergrößerter Längsströmungsgeschwindigkeit über der Tunnellänge weitgehend unverändert, wohingegen bei kleinerer Längsströmung (Versuch H11 und - weniger deutlich - im Versuch H31) eine Abnahme der optischen Dichte für die Gase unter der Tunnelfirste über der Tunnellänge zu erkennen ist. Auch dieses Ergebnis läßt vermuten, daß für die Versuche mit erhöhter Strömungsgeschwindigkeit (Versuche H21 und H32) eine vergleichsweise homogene Durchmischung sämtlicher, in diese Richtung vom Brandherd fortströmender Gase gegeben ist. Hierfür ist selbstverständlich die erhöhte Längsströmung in Relation zur gegebenen Energiefreisetzungsrate zu sehen; wie auf Seite A.13 erläutert, verhalten sich - unter Beachtung von Längsströmung *und* Energiefreisetzung - die Versuche H11 und H31 sowie die Versuche H21 und H32 ähnlich bzgl. der Heißgasverteilung.

Ein Einfluß der Längsströmung auf die Pyrolyse- und Energiefreisetzungsraten - beispielsweise wegen einer besseren Sauerstoffversorgung der Verbrennung bei erhöhter Strömungsgeschwindigkeit - ließ sich nicht nachweisen (vgl. Kapitel A.2.3).

Zusammenfassend läßt sich festhalten, daß

- das Modell einer Schichtung heißer und verrauchter Gase über kühlerer Frischluft mit zunehmender Geschwindigkeit der Längsströmung für die Leeseite des Brandherdes unzutreffender wird, da in diesem Falle häufig ein über der Tunnelhöhe verlaufender Temperaturgradient gemessen wurde, welcher nahezu konstant verlief und daher keine Identifikation einzelner Schichten zuließ
- auf der Luvseite die deutlich auszumachende Abgrenzung zwischen stark verrauchten Heißgasen über kühlerer, weniger verrauchter Frischluft dem Schichtenmodell-Ansatz gut entspricht, die bei einigen Versuchen aufgetretene dritte - unterhalb der Frischluftzone gelegene - kühlere Rauchgasschicht sich vom Schichtenmodell aber nicht wiedergeben läßt (vgl. Kap. A.1.1)
- von der Temperaturverteilung nicht auf die Rauchgasverteilung geschlossen werden kann, da - wegen Turbulenzen im Grenzschichtbereich zwischen Kaltluft- und Heißgasschicht, Verwirbelungen und Einmischung von insbesondere am Wandungsbereich abkühlenden, niedersinkenden Rauchgasen in die Luftschicht - Einträge von Verbrennungsgasbestandteilen auch in kühlere Regionen bewirkt werden

- die maximal gemessene Gastemperatur sowie die Temperaturverteilung im Tunnel keineswegs ausschließlich Folge der freigesetzten Energie ist, sondern daß diese in Abhängigkeit stehen zu Längsströmung, Plumegeometrie, Tunnelhöhe usw. wegen der auftretenden Mischungsprozesse zwischen Heißgas und Frischluft
- daher umgekehrt aus den im Tunnel festgestellten Temperaturen oder Gaskonzentrationen nicht direkt - ohne Berücksichtigung der versuchsspezifischen Ventilationsbedingungen (Längslüftungs-Geschwindigkeit, Plumegeometrie, Luftermischungen in den Plume) - auf eine verursachende Energiefreisetzung bzw. eine Gefährdungseinschätzung bestimmter Brandgüter (z.B. Fahrzeuge) geschlossen werden darf
- infolgedessen zu einem Vergleich von Messung und Rechnung nicht nur die gemessenen und berechneten Werte zu Temperatur und Konzentration einander gegenüberzustellen sind, sondern daß auch die von ihnen repräsentierten Schichten in Mächtigkeit und Geschwindigkeit zu berücksichtigen sind, da an sich Massen- bzw. Enthalpieströme zu betrachten sind.

A.2.2 Ermittlung von Volumen- und Massenströmen

Die relativ nah am Brandherd gelegenen Meßquerschnitte bei +20 m, -20 m, +30 m und -30 m (vgl. Bild A.8) eignen sich wegen der dichteren Bestückung mit Gasanalyse-, Temperatur- und Geschwindigkeitsmeßsonden zur Ermittlung passierender Volumen- und Massenströme sowie - unter Betrachtung eines den Brandherd einschließenden Meßquerschnittspaares - zur Durchführung von Massenbilanzen mit der Deduktion von Entstehungsraten.

Die im folgenden prinzipiell dargestellte Berechnung einzelner Entstehungsraten ist Grundlage zur Ermittlung von Energie- und Rauchfreisetzungsraten.

Die Berechnung von Volumenströmen erfolgt gemäß

$$\dot{V} = v \cdot h \cdot b. \quad (\text{A.1})$$

Dazu müssen die von den zur Geschwindigkeitsmessung eingesetzten Bidirectional Probes /A.4/ gelieferten Differenzdrücke aus statischem Druck und Gesamtdruck (Staudruck) in Geschwindigkeiten umgerechnet werden. In etwa gilt für diese robuste Variante des Prandtl'schen Staurohres, daß der Differenzdruck dem dynamischen Druck entspricht:

$$v = k_{Bidi} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot \Delta p}{\rho(T)}}. \quad (\text{A.2})$$

Aus einer Eichkurve sind geringfügige Unterschiede gegenüber diesem Zusammenhang abzulesen, die Rücksicht auf den Einfluß der besonderen Konstruktionsgeometrie des Bidirectional Probes auf das Geschwindigkeitsprofil und hierdurch ausgelöste Turbulenzen nehmen und die hier durch den Faktor k_{Bidi} angedeutet werden. Die besondere Eignung des Bidirectional Probes für die Geschwindigkeitsmessung von Brandgasen liegt außer in hoher Temperaturbeständigkeit und der groben Geometrie, die hinsichtlich einer Verrußung wenig Auswirkung auf das Meßergebnis zeigt, in der besonderen Richtcharakteristik. Bei einer Ausrichtung des Bidirectional Probes innerhalb eines 90°-Kegels längs zur Strömungsrichtung zeigt sich kaum ein Einfluß einer Geschwindigkeits-Komponenten-Zerlegung. Es wird in etwa der dynamische Druck zur absoluten Geschwindigkeit ausgegeben.

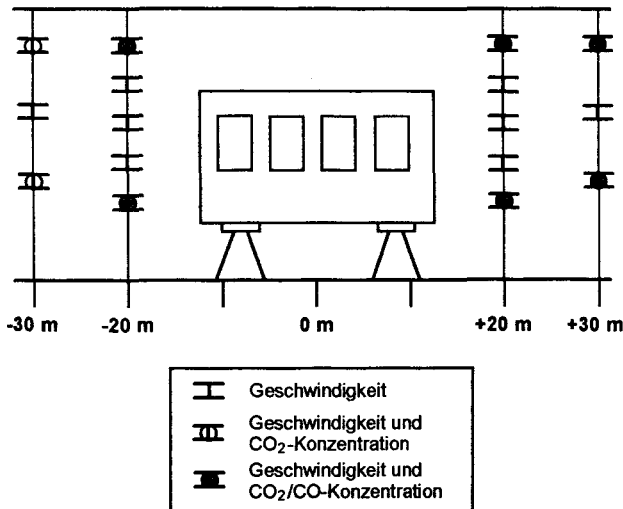


Bild A.8: Anordnung von Geschwindigkeits- und Gasanalysemeßstellen in den Meßquerschnitten -30 m, -20 m, +20 m und +30m

Die Temperaturabhängigkeit der Dichte trockener Luft $\rho_{L\ tr}$ kann entweder aus der Zustandsgleichung idealer Gase mit $\rho_{L\ tr\ NBed} = 1,29\ \text{kg/m}^3$ für trockene Luft bei $T_{NBed} = 273,16^\circ\text{C}$ zu

$$\rho_{L\ tr} = \frac{T_{NBed} \cdot \rho_{L\ tr\ NBed}}{T} \quad (\text{A.3})$$

abgeschätzt werden oder Tabellenwerken entnommen werden /A.5/. Weiterhin sollte die Luftfeuchtigkeit berücksichtigt werden: Für die Luft mit einem Anfangsfeuchtegehalt von $\varphi_{LF} = p_{H_2O}/p_s(T_A) = 100\ \%$ relativer Luftfeuchtigkeit bei einer Anfangstemperatur von T_A gilt

$$p_{H_2O} = p_s(T_A) \cdot \quad (\text{A.4})$$

Die Konzentration von H_2O -Teilchen resultiert daher zu

$$c_{H_2O} = \frac{p_{H_2O}}{p} = \frac{p_s(T_A)}{p}, \quad (\text{A.5})$$

was beispielsweise im Falle einer Anfangstemperatur von $T_A = 7^\circ\text{C}$ immerhin wegen $p_s(7^\circ\text{C}) = 1002\ \text{Pa}$ zu $c_{H_2O} = 1\ \%$ führt. Wird angenommen, daß kein Wasser von den Wänden verdunstet oder verdampft, bleibt auch für höhere (Brand-)Temperaturen der absolute Feuchtegehalt unverändert und die Dichte der feuchten Luft ρ_L läßt sich mit

$$\begin{aligned}
 \rho_L &= \frac{M_{H_2O} + M_{L, tr}}{V} = \frac{u_{H_2O} \cdot c_{H_2O} + u_{L, tr} \cdot (1 - c_{H_2O})}{V/v} = \\
 &= \left(u_{H_2O} \cdot \frac{p_S(T_A)}{p} + u_{L, tr} \cdot \frac{p - p_S(T_A)}{p} \right) \cdot \frac{p}{R \cdot T} = \\
 &= \frac{u_{H_2O}}{R} \cdot \frac{p_S(T_A)}{T} + \frac{u_{L, tr}}{R} \cdot \frac{p - p_S(T_A)}{T} = \\
 &= 2,165 \cdot \frac{p_S(T_A)}{T} + 3,483 \cdot \frac{p - p_S(T_A)}{T} \quad (A.6)
 \end{aligned}$$

einschätzen, wobei die molare Masse der als ideales Gas angesehenen, trockenen Luft mit

$$u_{L, tr} = \rho_{L, tr, NBed} \cdot \frac{R \cdot T_{NBed}}{p} = 1292 \cdot \frac{8,3143 \cdot 273,16}{101300} = 28,97 \quad (A.7)$$

eingegangen ist.

Im Falle der Brandgase, wo durch den Verbrennungsprozeß weitere H₂O-Teilchen freiwerden, ist mit einem höheren absoluten Feuchteanteil zu rechnen (vgl. A.2.3).

Für das Beispiel einer 100 %-igen Anfangsfeuchte bei 7°C ist die feuchte Luft bei 10°C mit 1241 g/m³ nur um etwa 5 g/m³ 'leichter' als die trockene Luft; mit steigender Temperatur nimmt dieser Unterschied noch ab.

Unter Berücksichtigung des Feuchtegehaltes gemäß obiger Abschätzung ermitteln sich Volumenströme zu

$$\dot{V} = v \cdot h \cdot b = k_{Bidi} \cdot h \cdot b \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot \Delta p}{\rho(T, \varphi_{LF})}} \quad (A.8)$$

und Massenströme gemäß

$$\dot{M} = \rho(T, \varphi_{LF}) \cdot \dot{V} = k_{Bidi} \cdot h \cdot b \cdot \sqrt{2 \cdot \rho(T, \varphi_{LF}) \cdot \Delta p} \quad (A.9)$$

In Anwendung auf die im Tunnel gemessenen Geschwindigkeiten werden die einzelnen Tunnel-Meßquerschnitte entsprechend der Anordnung der Bidirectional Probes in einzelne horizontale Segmente unterteilt (vgl. Bild A.8). Dabei führen die über der Höhe aufgenommenen Geschwindigkeitsprofile zu Aussagen über die den Schnitt passierenden Volumenströme. Hierzu

wird zunächst das Produkt $dV = dh \cdot b \cdot \bar{v}(h)$ für ein jedes Horizontalsegment dh mit einer aus den über der Höhe interpolierten Meßwerten gemittelten Geschwindigkeit gebildet. Bild A.9 zeigt als Prinzipskizze - in Seitenansicht und Aufsicht - die zu einem Zeitpunkt gemessenen Geschwindigkeiten sowie die aus dem zugehörigen interpolierten Geschwindigkeitsprofil gemittelten Geschwindigkeiten $\bar{v}(h)$.

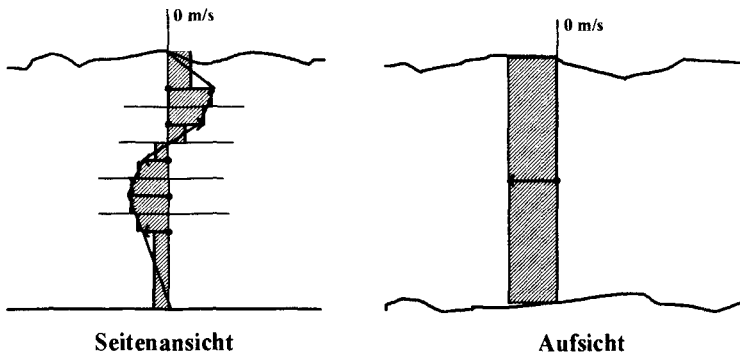


Bild A.9: Für einzelne Höhensegmente dh gemittelte Geschwindigkeiten $\bar{v}(h)$ (schraffierte Felder) aus dem zu den Meßwerten (x) über der Höhe interpolierten Geschwindigkeitsprofil (verbindende Streckenzüge) dargestellt in der Seitenansicht und in der Aufsicht (Horizontalschnitt durch ein Bidirectional Probe {ausgefüllter Punkt}) zu einem beliebig ausgewählten Zeitpunkt

Da die zum jeweiligen horizontalen Tunnelsegment gehörenden Geschwindigkeiten nur in der Tunnelmitte gemessen worden sind und ein zu den Tunnelwandungen hin abgeflachtes, sich den Tunnelwandungen anschmiegendes Strömungsprofil anzunehmen ist, werden die so berechneten Volumenströme dV noch durch Faktoren f_j abgemindert:

$$dV = f_j \cdot dh \cdot b \cdot \bar{v}(h) \quad (\text{A.10})$$

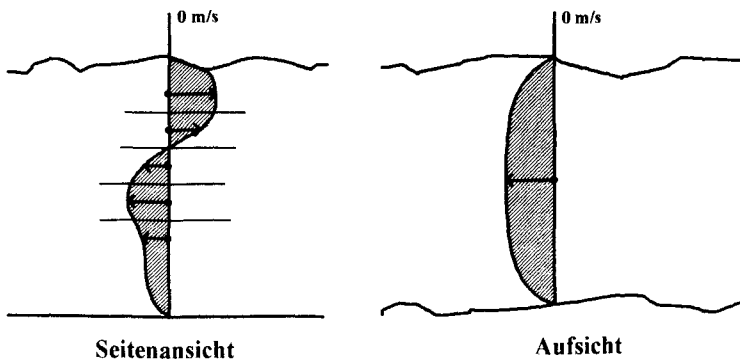


Bild A.10: An die Tunnelwandung angeschmiegt und geglättetes Strömungsprofil (schraffierte Felder) zu den in Bild A.9 dargestellten (hypothetischen) Meßwerten

Bild A.10 zeigt die geglätteten, realistischeren Strömungsprofile zu den in Bild A.9 dargestellten (hypothetischen) Meßwerten. Die abmindernden Faktoren berücksichtigen die vertikal und horizontal zu den Tunnelwandungen hin abnehmenden Geschwindigkeiten. Wie schon unter Kap. A.1.1 erwähnt, zeigten sich selbst im brandlosen Zustand Strömungsprofile, deren Ausprägung zwischen der Paraboloidform für die laminare Strömung und der nahezu homogenen Form der vollständig ausgebildeten Rauigkeitsströmung angesiedelt waren. Da die Segmentierung des Querschnitts passend zu den Meßorten in horizontalen Flächenstreifen vorgenommen wird und für das vertikale Profil durch die Kurvenglättung sowohl größere als auch kleinere Werte, als durch den Meßwert repräsentiert, erreicht werden können, werden für die innenliegenden Horizontalsegmente des Höhenprofils keine geschwindigkeitsabmindernden Annahmen hinsichtlich des vertikalen Geschwindigkeitsprofils getroffen.

Aus einer Bilanzierung der über zwei Querschnittspaare ein- und ausströmenden Massenströme (im Kalten) für alle in den Versuchen vorgegebenen Längslüftungsgeschwindigkeiten ließen sich die Abminderungsfaktoren für alle Flächensegmente so optimieren, daß die Massenbilanz über das von zwei variierten Querschnitten eingeschlossene Tunnelsegment etwa 0 kg/s für alle variierten Längsströmungen betrug. Damit wurde für das horizontale Geschwindigkeitsprofil ein Faktor von 0,8 in Ansatz gebracht, der damit ohne weitere Abminderung für die innenliegenden Flächensegmente genutzt wird. Für die oberen und unteren Randsegmente im Höhenprofil unter der Decke und über dem Boden, wo Anschmiegunen des Geschwindigkeitsprofils an die Tunnelwandung für 3 Seiten des Segmentes (also über Höhe und Breite) zu berücksichtigen sind, erweisen sich Abminderungsfaktoren von 0,4 (Deckensegment) bzw. 0,5 (Bodensegment) als optimal. Im Abminderungsfaktor zum Deckensegment steckt dabei auch die tatsächlich gegenüber der Rechteckform verkleinerte Querschnittsfläche, da das Tunnelprofil eine leichte Hufeisenform aufwies.

Im Gegensatz zu dem in Bild A.9 eingetragenen Profil wurde anstelle der eingetragenen Mittelwerte (halber Meßwert) für das oberste und unterste Segment mit der tatsächlich gemessenen Geschwindigkeit gerechnet (eher Rauigkeitsströmung). Das wegen der dichteren Meßtechnik-Bestückung detailliertere Strömungsprofil der skandinavischen Institute bestätigt diese Annahme nicht weiter abgeminderter Strömungsgeschwindigkeiten für die Randsegmente sowie den Ansatz der Interpolation der Meßwerte über der Höhe.

Für die Heptanbrände, den Mischbrandgut- und die Holzbrandversuche wurden diese Abminderungsfaktoren auch für die 'heiße' Versuchsphase bestätigt, insofern als sich hier i.a. eine gute Übereinstimmung zwischen den mit ihrer Hilfe berechneten Energiefreisetzungsraten (vgl. A.2.3) und den gemessenen Pyrolyseraten zeigt.

Gilt es, die Massenströme einzelner Gaskomponenten zu ermitteln, so sind entsprechend ihrer Konzentration im Gas c_j und ihres Molekulargewichtes u_j aus den Volumenströmen die Teilmassenströme zu

$$\dot{M}_j = u_j \cdot v_j = u_j \cdot c_j \cdot \dot{V} = u_j \cdot c_j \cdot \frac{p \cdot V}{R \cdot T} \quad (\text{A.11})$$

zu berechnen.

Zur Analyse der Gaskonzentrationen sind die gemessenen Gase zunächst getrocknet worden. Daher stimmt die gemessene Konzentration c_j nicht mit der tatsächlichen Komponenten-Konzentration c_j im 'feuchten' Gas überein:

$$c_j = \frac{\dot{v}_j}{\dot{v}} \neq \frac{\dot{v}_j}{\dot{v}_{tr}} = c_{j\ tr} \quad (\text{A.12})$$

Es gilt vielmehr

$$c_j = \frac{\dot{v}_j}{\dot{v}} = \frac{\dot{v}_{tr}}{\dot{v}} \cdot \frac{\dot{v}_j}{\dot{v}_{tr}} = \frac{\dot{v} - \dot{v}_{H_2O}}{\dot{v}} \cdot c_{j\ tr} = (1 - c_{H_2O}) \cdot c_{j\ tr} \quad (\text{A.13})$$

Dieses gilt gleichermaßen für die gemessenen O₂-, CO₂- sowie CO-Komponenten.

Zur Auswertung der Meßergebnisse ist die Zeitverschiebung zwischen Gasaufnahme in das Gasleitungsrohr und Analyse der eingesogenen Gasprobe im Meßgerät für einen jeden Gasentnahmepunkt experimentell ermittelt worden und vom Meßwert-Ausgabezeitpunkt subtrahiert worden.

Die einen Meßquerschnitt passierenden Volumenströme in Verbindung mit dem zugehörigen Gaskonzentrations-Profil der Gaskomponenten CO₂ oder CO ermöglichen Aussagen über die passierenden CO₂- und CO-Massenströme und damit - bei Betrachtung eines den Brandherd einschließenden Querschnittspaares - über die Entstehungsraten dieser Verbrennungsprodukte.

Zu den (nur) zwei Gasanalyse-Meßpunkten pro Querschnitt wurde unter Nutzung des gemessenen Temperaturprofils ein Konzentrationsprofil über der Tunnelhöhe geschaffen (Bild A.11).

Hierzu wurden die beiden gemessenen Konzentrationen $c(h_1)$ und $c(h_2)$ auf die in gleicher Höhe gemessenen (bzw. für diesen Meßort interpolierten) Temperaturen $T(h_1)$ und $T(h_2)$ abgebildet und hernach umgekehrt, das gemessene Temperaturprofil entsprechend dem Steigungsverhältnis

$$\frac{c(h_2) - c(h_1)}{h_2 - h_1} \bigg/ \frac{T(h_2) - T(h_1)}{h_2 - h_1} = \frac{c(h_2) - c(h_1)}{T(h_2) - T(h_1)} \quad (\text{A.14})$$

zu den beiden Referenzmeßstellen auf die Verteilung der Gaskonzentration linear übertragen:

$$c(h) = c(h_1) + \frac{c(h_2) - c(h_1)}{T(h_2) - T(h_1)} \cdot (T(h) - T(h_1)) \quad (\text{A.15})$$

Dieses grobe Näherungsverfahren rechtfertigt sich durch einen Vergleich der von den Schweden für drei Meßorte pro Querschnitt aufgenommenen O₂-Konzentration mit dem zur gleichen Zeit gemessenen Temperaturprofil. Hier zeigt sich (vgl. Bild A.12) eine analoge Entwicklung für Temperatur und Konzentration, was bedeutet, daß die Temperaturverteilung in den brandherdnahen Querschnitten die Mischungsverhältnisse von Heißgas zu Zuluft relativ gut beschreibt. Folglich führt die Transformation nach Gl. A.15 im Bereich der brandherdnahen Querschnitte wegen des hier noch großen Temperaturgradienten über der Tunnelhöhe zu einer deutlich genaueren Abschätzung des realen Konzentrationsprofils unter Verwendung von nur zwei Meßwerten als beispielsweise eine lineare Interpolation oder gar Extrapolation über der Tunnelhöhe.

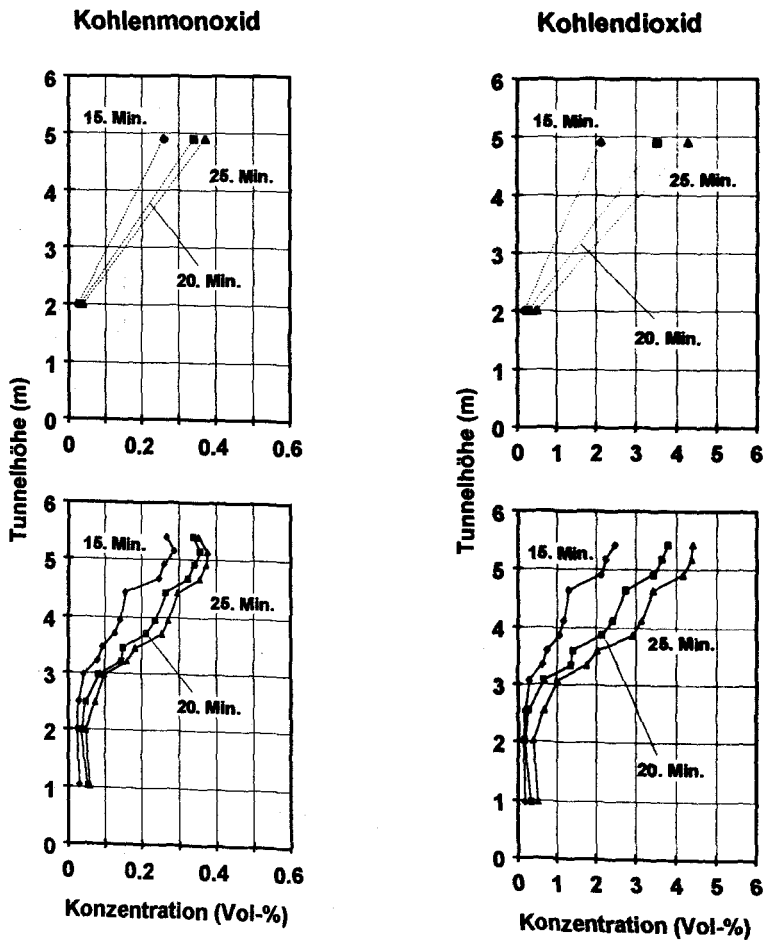


Bild A.11: Gemessenes (oben) und in Anlehnung an das gemessene Temperaturprofil berechnetes (unten) CO₂- (rechte Spalte) und CO-Konzentrationsprofil (linke Spalte)

Entsprechend Gl. A.11 und A.13 können nun die passierenden Massenströme der einzelnen gemessenen Gaskomponenten ermittelt werden.

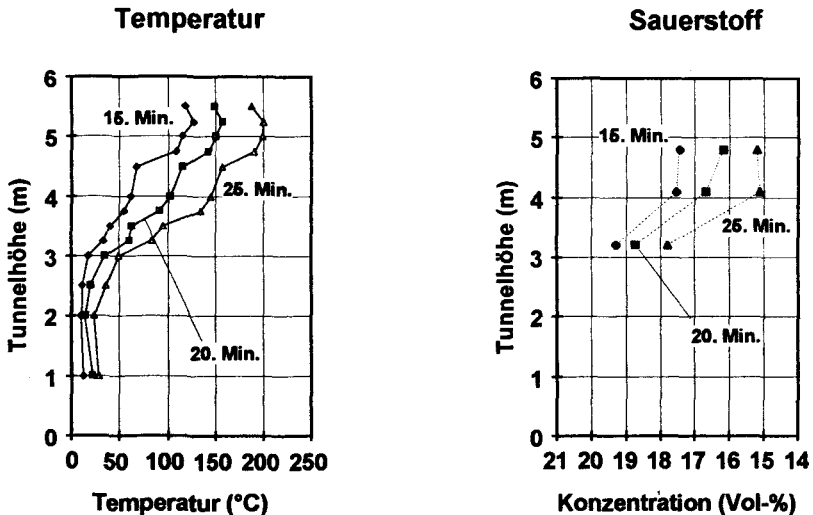


Bild A.12: Gemessenes Temperaturprofil und O₂-Konzentrationsprofil, gemessen am gleichen Ort und Zeitpunkt im selben Versuch wie für Bild A.11

A.2.3 Energiefreisetzung

Die Energiefreisetzungsraten eines Brandes können auf verschiedenen Wegen ermittelt werden (vgl. auch Kap. A.2.3.5):

Wurde die Gewichtsabnahme der Brandlast, also die Pyrolyserate gemessen, kann sie aus dem Produkt von Pyrolyserate und spezifischen Heizwert (effektiver Heizwert zum unteren Heizwert) des Brandgutes berechnet werden. Dieses zeigt hohe Genauigkeit, sofern die Zusammensetzung des bekannten Brandgutes homogen und der Abbrand brandlastgesteuert, d.h. unter ausreichender Sauerstoffversorgung (stöchiometrisch) geschieht /A.6/.

Auch aus dem Sauerstoffverbrauch läßt sich die Energiefreisetzung ermitteln. Hierzu wird die 1917 von Thornton /A.7/ konstatierte Beziehung eines für ein weites Spektrum von Kohlenwasserstoffen geltenden konstanten Verhältnisses (Huggett /A.8/) von freigesetzter Energie pro Masse verbrauchten Sauerstoffs herangezogen. Vorteil der hierauf basierenden Oxygen Consumption Method ist daher, daß sie weitgehend unabhängig von der Art oder Zusammensetzung des betrachteten Brandgutes ist und mit einem Fehler von etwa nur 5% behaftet ist.

Analog zu dieser Methode kann versucht werden, aus dem bei der Verbrennung entstehenden Kohlendioxid und Kohlenmonoxid auf die Energiefreisetzung zu schließen /A.9/. Hier nur zeigt der Quotient aus freigesetzter Energie zu freiwerdenden CO₂- bzw. CO-Massen für die verschiedenen Kohlenwasserstoffe deutlich größere Abhängigkeiten vom jeweiligen Brandgut als bei Betrachtung des verbrauchten Sauerstoffs (vgl. auch Kap. A.2.3.5).

Eine weitere Methode zu Abschätzung der Energiefreisetzung liefert die Tatsache, daß der größte Teil der bei der Verbrennung freiwerdenden Energie der Aufheizung der Brandgase zugute kommt. Zwischen 15% und 40% der freigesetzten Energie werden durch Strahlungsaustausch an die Umgebung und das Brandgut selber - zur Aufrechterhaltung der Pyrolyse- und damit der Verbrennungsvorgänge - abgegeben. Der restliche Anteil findet sich 'konvektiv gebunden' als mitgeführte Wärmemenge, auch Enthalpie genannt, der aufsteigenden Brandgase wieder. Durch Bilanzierung von Enthalpieströmen für nahe dem Brandherd gelegene Querschnitte läßt sich eine Art 'Enthalpie-Entstehungsrate' ermitteln und hieraus die zugehörige Energiefreisetzungsrates - nur sehr grob - abschätzen.

Im folgenden sollen all diese Wege - mit Ausnahme der direkten Kopplung an die CO_2 - ,CO-Entstehung - beschrieben werden, wobei für die Oxygen Consumption Method der Verbrauch von Sauerstoff erst aus den Freisetzungsrates von CO_2 und CO durch vereinfachende Annahmen über die chemischen Verbrennungsprozesse geschlußfolgert werden muß (vgl. auch Kap. A.2.3.5). Insbesondere für die Oxygen Consumption Method ist zu bedenken, daß die Anwendung der Kalorimetrie auf einen Tunnelbrand zwangsläufig zu großen Unsicherheiten in der Genauigkeit führen muß im Vergleich zur sonst üblichen Anwendung beim Cone Calorimeter oder beim Industrial Calorimeter mit den unter Laborbedingungen sehr genau zu erfassenden Massenströmen und homogenisierten Abgas-Konzentrationen.

Konkret kann die dichte Bestückung an Geschwindigkeits-, Gasanalyse- und Temperaturmeßstellen in den brandherdnahen Meßquerschnitten -30m, -20m, +20m und +30m genutzt werden (Bild A.8), um für zwei Meßquerschnittspaare (± 20 m und ± 30 m) ein durch Vergleich abgesichertes Ergebnis aus den Bilanzierungen zu folgern.

Schwierigkeiten und Ungenauigkeiten bei der Ermittlung der Energiefreisetzung aus den Meßdaten bestehen jedoch

- zum einen aufgrund der diskontinuierlichen Meßwerterfassung in ¼-Minute-, 1-Minuten- bzw. 1½-Minuten-Schritten (parallel für unterschiedliche Meßkomponenten)
- zum anderen in der Notwendigkeit, aus einem nur sehr grobmaschigen Netz von Meßsonden und daher auch nur lokal singulärer Kenntnis der Meßgrößen auf deren Verteilung über der Querschnittsfläche schließen zu müssen; zudem sind die Meßaufnehmer i.d.R. ausschließlich über der Querschnittshöhe, nicht über der -breite verteilt angeordnet gewesen
- weiterhin sind gelegentliche Ausfälle bzw. Störungen für Temperatur-, Strömungs- und CO_2 -Meßwerterfassung zu berücksichtigen.

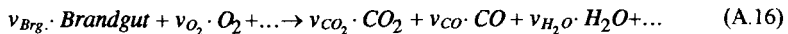
Doch durch Anwendung auf zwei Meßquerschnitts-Paare und Verwendung unterschiedlicher Ermittlungsverfahren bei absicherndem Vergleich mit den aus Wiegemessungen bekannten Pyrolyseraten lassen sich dennoch brauchbare Näherungslösungen zur Abschätzung der Energiefreisetzung - auch für die Brände mit unbekannter Pyrolyserate - erschließen.

A.2.3.1 Berechnung der Energiefreisetzung aus der Entstehung von CO₂ und CO

Ist das Brandgut in seiner chemischen Zusammensetzung und bzgl. seines unteren Heizwertes H_u bekannt, so läßt sich aus der chemischen Bilanzgleichung bei bekannten CO₂- und CO-Entstehungsraten die Abbrandrate des Brandgutes (vgl. Gl. A.16) und damit nach A.2.3.2 die Energiefreisetzungsrate abschätzen.

Aber auch, wenn das Brandgut nur annähernd bekannt ist, wie bei den Fahrzeugbränden, wo nach und nach unterschiedliche Materialien verbrennen, kann mit Kenntnis der CO- und CO₂-Entstehungsraten eine Energiefreisetzungsrate gefunden werden: Diese Abschätzung geht von der für ein weites Spektrum fester Kohlenwasserstoffe nahezu identischen Energieabgabe von etwa 13,1 kJ pro g verbrauchten Sauerstoffs /A.8/ für die vollständige Verbrennung aus. Es besteht daher die Aufgabe, aus den ermittelten Entstehungsraten von CO₂ und CO (Kap. A.2.2) auf den Abbau von O₂ zu schließen.

Im folgenden seien zu dem unbekannten Verbrennungsprozeß



mit

$$Faktor_{CO_2} = \dot{v}_{O_2 \rightarrow CO_2} / \dot{v}_{CO_2} \quad \text{und} \quad Faktor_{CO} = \dot{v}_{O_2 \rightarrow CO} / \dot{v}_{CO} \quad (A.17)$$

die Molquotienten aus in CO₂ bzw. in CO umgeformten Sauerstoff pro entstandenes CO₂ bzw. CO definiert.

Wären diese für den einzelnen Verbrennungsprozeß bekannt und wird vereinfachend angenommen, daß nur die in Gl. A.16 definitiv aufgeführten Verbrennungsprodukte entstehen, so könnte aus den Entstehungsraten von CO₂ und CO der molare Sauerstoffverbrauch zu

$$\dot{v}_{O_2 - verbr} = Faktor_{CO_2} \cdot \frac{\dot{M}_{CO_2}}{\dot{u}_{CO_2}} + Faktor_{CO} \cdot \frac{\dot{M}_{CO}}{\dot{u}_{CO}} \quad (A.18)$$

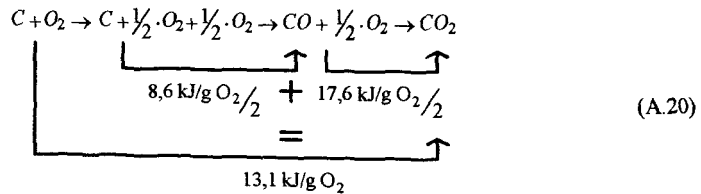
berechnet werden. Mit

$$\dot{E} = E_{O_2} \cdot \dot{M}_{O_2 - verbr} = E_{O_2} \cdot \dot{v}_{O_2 - verbr} \cdot \dot{u}_{O_2} \quad (A.19)$$

könnte hieraus unter Verwendung der konstanten Energieabgabe von $E_{O_2} = 13,1 \text{ [kJ/g]}$ pro umgesetzter Masse Sauerstoff die Energiefreisetzungsrate ermittelt werden, wobei vorausgesetzt wurde, daß für den zu CO umgeformten Sauerstoff dieselbe Energieabgabe angesetzt werden kann, wie für den im Falle der vollständigen Verbrennung in CO₂ umgeformten Sauerstoff. Nach einer Abschätzung von Krause und Gann /A.10/ soll diese Vereinfachung zutreffen, da bei der unvollständigen Verbrennung neben der Produktion von Kohlenmonoxid auch eine erhöhte Freisetzung von Rußpartikeln (unverbranntem Kohlenstoff) anzunehmen ist und hier-

bei entgegengerichtet wirkende Energieabgaben-Über- und -Unterschätzung einander in etwa aufheben sollen.

Genauer müßte jedoch nach dem Gesetz von Hess wegen $E_{O_2} = 13,1 \text{ [kJ / g]}$ für die vollständige Verbrennung in CO_2 und der im zweiten Verbrennungsschritt bei der Umsetzung von CO in CO_2 freiwerdenden Energie von $E_{O_2}(CO \rightarrow CO_2) = 17,6 \text{ [kJ / g]}$ pro g Sauerstoff /A.11/ für den ersten Verbrennungsschritt von O_2 in CO $E_{O_2}(O_2 \rightarrow CO) = 8,6 \text{ [kJ/g]}$ pro Gramm verbrannten Sauerstoffs veranschlagt werden:

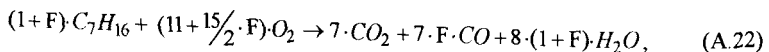


Damit resultierte aus Gl. A.19

$$\begin{aligned}
 E &= E_{O_2}(O_2 \rightarrow CO_2) \cdot v_{O_2 \rightarrow CO_2} + E_{O_2}(O_2 \rightarrow CO) \cdot v_{O_2 \rightarrow CO} = \\
 &= (E_{O_2}(O_2 \rightarrow CO_2) \cdot \text{Faktor}_{CO_2} \cdot \frac{M_{CO_2}}{u_{CO_2}} + E_{O_2}(O_2 \rightarrow CO) \cdot \text{Faktor}_{CO} \cdot \frac{M_{CO}}{u_{CO}}) \cdot u_{O_2} \quad (A.21)
 \end{aligned}$$

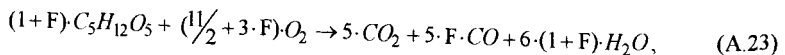
Da die Entstehungsraten von CO für alle durchgeführten Versuche vergleichsweise gering waren, wurde auf die Anwendung des Gesetzes von Hess verzichtet und gemäß Krause und Gann mit Gl. A.19 gerechnet.

Bei bekanntem Brandgut und damit bekannter chemischer Verbrennungsgleichung lassen sich die Faktoren Faktor_{CO_2} und Faktor_{CO} wegen der Teilchen-(Massen)Bilanz aller in den chemischen Verbrennungsprozeß involvierter Sauerstoffatome angeben. So gilt z.B. für die Verbrennung von Heptan C_7H_{16} wegen

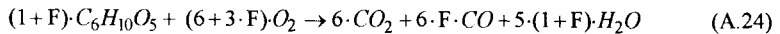


$$\text{Faktor}_{CO_2} = \frac{11}{7} \text{ und } \text{Faktor}_{CO} = \frac{15}{14}.$$

Für Holz $C_5H_{12}O_5$ mit



folgt $\text{Faktor}_{\text{CO}_2} = \frac{11}{10}$ und $\text{Faktor}_{\text{CO}} = \frac{3}{5}$ bzw. für Zellulose $\text{C}_6\text{H}_{10}\text{O}_5$ mit



resultiert $\text{Faktor}_{\text{CO}_2} = 1$ und $\text{Faktor}_{\text{CO}} = \frac{1}{2}$.

Mit der Größe $F = F(t)$ wird dabei jeweils die zeitabhängige Unvollständigkeit der Verbrennung durch den Quotienten $\frac{\dot{v}_{\text{CO}}}{\dot{v}_{\text{CO}_2}}$ gekennzeichnet, welcher sich aus den gemessenen Entstehungsraten von CO und CO₂ entsprechend

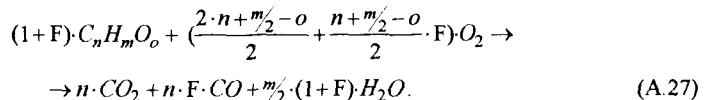
$$F = F(t) = \frac{\dot{v}_{\text{CO}}}{\dot{v}_{\text{CO}_2}} = \frac{\dot{M}_{\text{CO}}}{\dot{u}_{\text{CO}}} \bigg/ \frac{\dot{M}_{\text{CO}_2}}{\dot{u}_{\text{CO}_2}} = \frac{\dot{u}_{\text{CO}_2}}{\dot{u}_{\text{CO}}} \cdot \frac{\dot{M}_{\text{CO}}}{\dot{M}_{\text{CO}_2}} \quad (\text{A.25})$$

ermitteln läßt. Hierzu können näherungsweise die im Feuerplume gemessenen Gaskonzentrationen bzgl. CO und CO₂ zueinander ins Verhältnis gesetzt werden:

$$F = \frac{\dot{u}_{\text{CO}_2}}{\dot{u}_{\text{CO}}} \cdot \frac{\dot{M}_{\text{CO}}}{\dot{M}_{\text{CO}_2}} = \frac{\dot{v}_{\text{CO}}}{\dot{v}_{\text{CO}_2}} = \frac{\dot{v}_{\text{CO}}}{\dot{v}} \cdot \frac{\dot{v}}{\dot{v}_{\text{CO}_2}} \approx \frac{c_{\text{CO}}}{c_{\text{CO}_2}}, \quad (\text{A.26})$$

da die im Plume befindlichen Gasmassen - abgesehen von Einmischungen aus der Luftschicht, die z.T. mit Verbrennungsgasbestandteilen aus früheren Phasen der Verbrennung belastet sein kann - im wesentlichen dem derzeitigen Verbrennungsprozeß entstammen.

Mit demselben Ansatz läßt sich auch für die Verbrennung völlig unbekannter Brandgüter aus den Entstehungsraten von CO₂ und CO auf den Abbau von O₂ aus dem für das Plumegas gemessenen Konzentrationsverhältnis aus Zunahme von CO₂ und CO zu Abnahme von O₂ schließen. Einzig für die Aufteilung des verbrauchten Sauerstoffs in einen unvollständig und einen vollständig verbrannten Anteil muß eine Abschätzung der stattfindenden chemischen Verbrennungsprozesse mit optimaler Näherung vorgenommen werden. Hierzu soll das unbekannte Brandgut als homogener Kohlenwasserstoff der Zusammensetzung $\text{C}_n\text{H}_m\text{O}_o$ mit den drei Unbekannten n , m und o angesetzt werden. Weitere chemische Bestandteile des Brandgutes bleiben unberücksichtigt. Damit lautet die geschätzte chemische Bilanzgleichung:



Die Faktoren $\text{Faktor}_{\text{CO}_2} = \frac{\dot{v}_{\text{O}_2 \rightarrow \text{CO}_2}}{\dot{v}_{\text{CO}_2}}$ und $\text{Faktor}_{\text{CO}} = \frac{\dot{v}_{\text{O}_2 \rightarrow \text{CO}}}{\dot{v}_{\text{CO}}}$ ermitteln sich nun zu

$$Faktor_{CO_2} = \frac{2 \cdot n + \frac{m}{2} - o}{2 \cdot n} \text{ und } Faktor_{CO} = \frac{n + \frac{m}{2} - o}{2 \cdot n}. \quad (A.28)$$

Wegen

$$\frac{m}{2} - o = 2 \cdot n \cdot (Faktor_{CO_2} - 1) = 2 \cdot n \cdot (Faktor_{CO} - \frac{1}{2}) \quad (A.29)$$

folgt

$$Faktor_{CO} = Faktor_{CO_2} - \frac{1}{2}, \quad (A.30)$$

was sich auch an den vorherigen konkreten Beispielen ablesen läßt.

Unter Nutzung dieser Ergebnisse lassen sich nun zu den im Plume gemessenen Konzentrationen c_{O_2} , c_{CO_2} und c_{CO} die i. a. zeitabhängigen (beeinflußt vom momentanen Brandgut und Sauerstoffangebot) geltenden Faktoren angeben. Es gilt zur den Änderungen der Konzentration im Ausgangszustand in etwa

$$F = \frac{\Delta c_{CO}}{\Delta c_{CO_2}} \quad (A.31)$$

und wegen

$$\frac{-\Delta c_{O_2}}{\Delta c_{CO_2}} = \frac{2 \cdot n + \frac{m}{2} - o}{2 \cdot n} + \frac{n + \frac{m}{2} - o}{2 \cdot n} \cdot F = Faktor_{CO_2} + Faktor_{CO} \cdot F \quad (A.32)$$

folgt

$$Faktor_{CO_2} = \frac{\frac{-\Delta c_{O_2}}{\Delta c_{CO_2}} + \frac{1}{2} \cdot F}{1 + F}. \quad (A.33)$$

Weiterhin gilt für $Faktor_{CO}$ Gl. A.30.

Damit läßt sich zu den berechneten Massenströmen \dot{M}_{CO_2} und \dot{M}_{CO} die Energiefreisetzungsrate nach Gl. A.21 bzw. Gl. A.18 und Gl. A.19 ermitteln.

Genauer müßten anstelle der Konzentrationen im Plume die Entstehungsraten der jeweiligen Komponenten ins Verhältnis gesetzt werden, damit hieße Gl. A.31:

$$F = \frac{v_{CO}}{v_{CO_2}} = \frac{\dot{M}_{CO}}{u_{CO}} \cdot \frac{u_{CO_2}}{\dot{M}_{CO_2}} \quad (\text{vgl. Gl. A.26}) \quad (A.34)$$

Für $Faktor_{CO_2}$ ist die Berechnung aus den tatsächlichen Massenströmen anstelle aus der Plume-gaskonzentration aber nicht möglich, da die Verbrauchsrate \dot{M}_{O_2} bzw. v_{O_2} nicht bekannt ist und der Sauerstoffgehalt im Zuluftstrom nur über die einzig eingesetzte Sauerstoffmeßstelle, welche im Feuerplume lokalisiert war, hätte abgeschätzt werden müssen. Dieser Umweg über die Plume-Sauerstoffkonzentration zum Sauerstoffzuluftstrom und zur Sauerstoffverbrauchsrate würde einem Zirkelschluß gleichkommen.

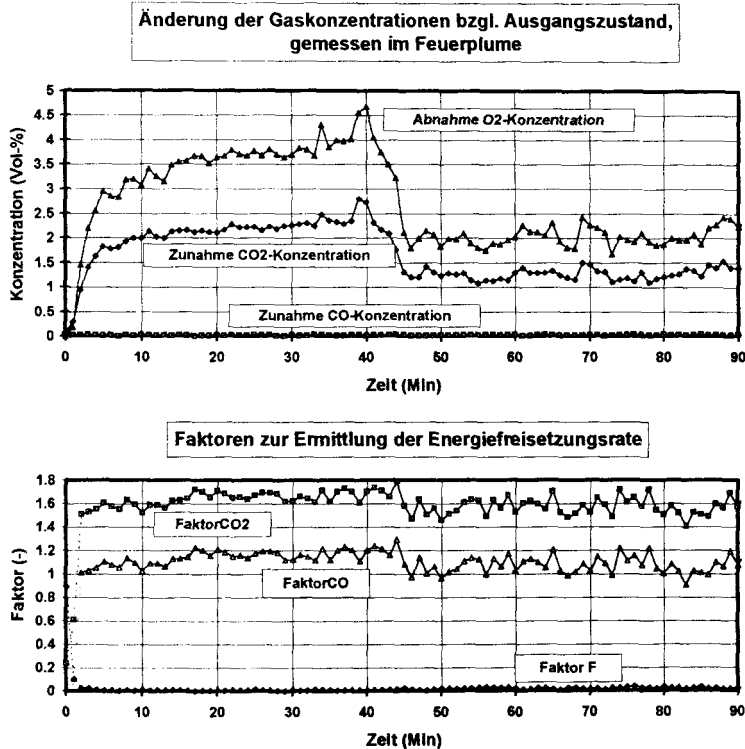


Bild A 13: Gaszusammensetzung im Feuerplume und Faktoren F , $Faktor_{CO_2}$ und $Faktor_{CO}$
- für den Heptanbrandgut-Versuch H32

Die Abbildungen A.13, A.14 und A.15 zeigen für Heptan, Holz und den Plastik-PKW die gemessenen Gaszusammensetzungen im Plume sowie die hieraus ermittelten Faktoren F , $Faktor_{CO_2}$ und $Faktor_{CO}$. Die drei Versuche sind ausgewählt worden, da sie repräsentativ sind für die Darstellung einer Verbrennung mit homogenen Brandgut (Heptan, Holz) bei konstanter (Heptan) bzw. zeitlich veränderlicher (Holz) Energiefreisetzungsrate und einer Verbrennung mit zeitlich veränderlichem Brandgut und veränderter Energiefreisetzung (PKW-Brand).

Für alle durchgeführten Heptanbrandversuche konnte ein Mittelwert für $Faktor_{CO_2}$ von 1,65 gefunden werden, der in guter Übereinstimmung zu dem theoretischen Wert $11/7 \approx 1,57$ steht.

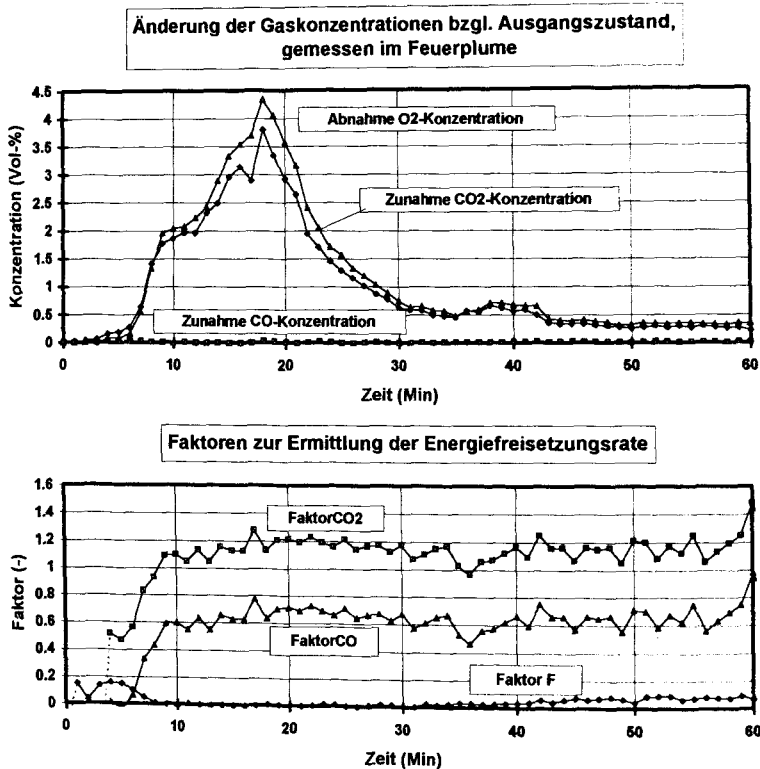


Bild A.14: Gaszusammensetzung im Feuerplume und Faktoren F , $Faktor_{CO_2}$ und $Faktor_{CO}$ - für den Holzbrandgut-Versuch W41

Es zeigt sich, daß das Holzbrandgut durch die chemische Summenformel $C_5H_{12}O_5$ besser repräsentiert ist als durch die Zellulose-Formel $C_6H_{10}O_5$, da für die drei auswertbaren Holzbrandversuche gilt $Faktor_{CO_2} \approx 11/10$.

Anders als bei den homogenen Brandgütern Holz und Heptan besteht für das Brandgut des PKWs mit Kunststoff-Karosserie ('Plastik-PKW') keine zeitliche Konstanz für die berechneten Faktoren. Bei Auswertung aller hier durchgeführter Versuche variiert der Faktor $Faktor_{CO_2}$ über der Zeit zwischen 1,1 und 1,7.

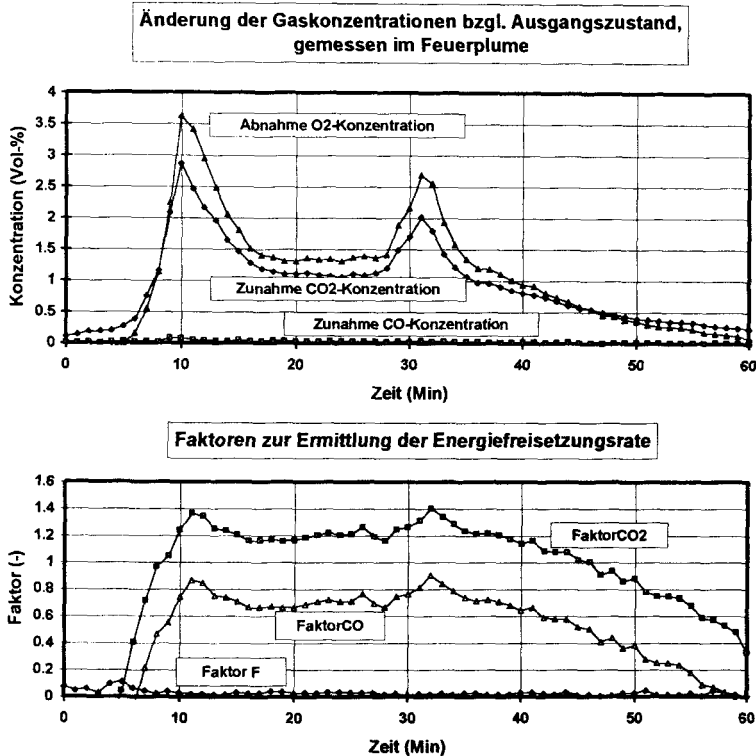


Bild A.15: Gaszusammensetzung im Feuerplume und Faktoren F , $\text{Faktor}_{\text{CO}_2}$ und $\text{Faktor}_{\text{CO}}$ – für den Versuch C21 mit dem PKW mit Plastik-Karosserie

Ausgehend von diesen zeitabhängigen Faktoren und den ermittelten CO- und CO_2 -Entstehungsraten bzw. der O_2 -Verbrennungsrate läßt sich die Energiefreisetzungsrate mit Hilfe der Gleichungen A.18 und A.19 (bzw. A.21) berechnen.

Bei Anwendung der für die Plume gasen ermittelten Faktoren auf die die Meßquerschnitte ± 20 m und ± 30 m passierenden Massenströme wird zum einen der durch die Entfernung zwischen Brandherd und Querschnitt gegebene zeitliche Versatz ignoriert; weiterhin wird die 'Verunreinigung' der Zuluft durch Einmischungen von Verbrennungsgasbestandteilen aus anderen Phasen der Verbrennung vernachlässigt. Bei einem homogenen Brandgut und einer zeitlich gleichbleibenden Sauerstoffversorgung des Brandes bleiben auch für das belastete zugeführte Gas die Quotienten aus Konzentrationszunahme von CO_2 , CO und Konzentrationsabnahme von O_2 dieselben wie für die neu gebildeten Verbrennungsgase (vgl. auch Kap. A.2.6), folglich

ist für diesen Fall die potentielle Belastung der Zuluft mit Verbrennungsgasbestandteilen unerheblich. I.d.R. variiert für den realen Fahrzeug-Brand jedoch sowohl aktuelle Brandgutzusammensetzung als auch die momentane Sauerstoffversorgung; und daher entsteht bei der hier gezeigten Abschätzung der Energiefreisetzungsrate ein Fehler, der umso größer ist, je mehr die Faktoren F und $Faktor_{CO_2}$ über der Zeit variieren.

A.2.3.2 Berechnung der Energiefreisetzungsrate aus den Pyrolyseraten

Für die Versuche mit gemessener Abbrandrate oder bekannter Pool-Oberfläche im Falle der Heptan-Brände läßt sich die Energiefreisetzungsrate ebenfalls aus der Pyrolyserate $\dot{R} = -\dot{M}_{BrG}$ ableiten:

$$\dot{E} = H_u \cdot \dot{R}, \quad (A.35)$$

wobei durch den unteren Heizwert H_u die massenspezifische Energieabgabe bei vollständiger Verbrennung und unter Berücksichtigung der zur Verdampfung des beim Verbrennungsprozeß freiwerdenden Wassers benötigten Energie charakterisiert wird. Je unvollständiger die Verbrennung, umso mehr wird die Energiefreisetzungsrate auf diesem Wege überschätzt /A.6/.

A.2.3.3 Berechnung der Energiefreisetzungsrate aus den Enthalpieströmen über die Bilanzgrenzen ± 20 m und ± 30 m

Eine weitere Möglichkeit, Rückschlüsse auf die Energiefreisetzungsrate zu erhalten, folgt aus der Tatsache, daß der größte Teil der freiwerdenden Energie in eine Aufheizung der Brandgase mündet. Diese aufgenommene Wärmemenge Q (repräsentiert durch die Zustandsgröße "Temperatur") wird auch mit Enthalpie H bezeichnet:

$$H = c_p \cdot M \cdot \Delta T. \quad (A.36)$$

Etwa 15% bis 40% der Verbrennungsenergie (je nach Brandgut und -formation) werden erfahrungsgemäß bei offenen Kohlenwasserstoff-Bränden im Strahlungsaustausch an die Umgebung sowie an das Brandgut selbst abgegeben /A.12/, wobei letzterer Energieeintrag die Pyrolyse und damit den Verbrennungsvorgang selber aufrecht erhält. Der Rest von gut 60% findet sich in der Aufheizung der Brandgase wieder. Es gilt

$$E_{ges} = E_{rad} + E_{kon} = E_{rad} + H. \quad (A.37)$$

Aus den die beiden Meßquerschnittspaare ± 20 m und ± 30 m passierenden Volumenströmen \dot{V}_j der einzelnen Horizontalsegmente j (vgl. Kap. A.2.2) lassen sich in Verbindung mit dem gemessenen Temperaturprofil die passierenden Enthalpieströme berechnen

$$\dot{H}_j = c_p(T_j) \cdot \rho(T_j) \cdot \dot{V}_j(T_j) \cdot (T_j - T_0). \quad (A.38)$$

Die Bilanz aller ein Querschnittspaar passierenden Enthalpieströme liefert quasi eine 'Enthalpieentstehungsrate' \dot{H}

$$\dot{H} = \sum \dot{H}_j \quad (\text{A.39})$$

Sehr grob genähert könnte man daher sagen, daß für diese 'Enthalpieentstehungsrate' \dot{H} gilt:

$$\dot{H} = \dot{E} \cdot f, \quad (\text{A.40})$$

wobei der näherungsweise als konstant angenommene Faktor f von der Lage der Bilanzgrenzen abhängt, da mit zunehmender Entfernung vom Brandherd die den Tunnelquerschnitt passierenden Enthalpieströme aufgrund des konvektiven und radiativen Energieaustausches mit den kälteren Umfassungsbauteilen abnehmen.

Zu erwarten wären daher auch kleinere Enthalpieentstehungsraten für das Querschnittspaar $\pm 30\text{m}$ als für das Querschnittspaar $\pm 20\text{m}$. Dieses konnte jedoch aus den Meßergebnissen nicht eindeutig abgelesen werden, weshalb im folgenden aus den Ergebnissen zu beiden Bilanzgrenzen der Mittelwert gebildet wurde.

A.2.3.4 Ergebnisse zur Ermittlung der Energiefreisetzung

Bild A.16 zeigt für den Holzkrippentest W41 im Vergleich die berechneten Energien nach den drei unter A.2.3.1 bis A.2.3.3 angegebenen Verfahren: a) Produkt aus Heizwert und Pyrolyserate, letztere gleichgesetzt mit der gemessenen Gewichtsabnahme des Brandgutes (A.2.3.2), b) Abschätzung der freiwerdenden Energie bei dem chemischen Prozeß der Umformung von Sauerstoff in Kohlendioxid und -monoxid (A.2.3.1) und c) den Tunnel passierende Enthalpieströme bei $\pm 20/30\text{ m}$ um den Brandherd, berechnet aus der Temperaturverteilung und den für diese Querschnitte ermittelten Massenströmen (A.2.3.3). Die untere Darstellung in Bild A.16 zeigt zu b) und c) die Mittelwerte aus den Ergebnissen der beiden Querschnittspaare $\pm 20\text{ m}$ und $\pm 30\text{ m}$ (s. vorangehender Absatz).

Für die Versuche mit gemessener Gewichtsabnahme des Brandgutes (Holz, Mischbrandgut und Heptan) ergibt sich eine gute Übereinstimmung zwischen den aus den Verbrennungsprodukten CO_2 und CO und den aus der gemessenen Brandlastabnahme abgeleiteten Energiefreisetzungsraten. Daher wird auch für die Versuche mit den Fahrzeug-Brandlasten, wo eine Gewichtsabnahme nicht gemessen wurde, der nach Kap. A.2.3.1 aus den Verbrennungsprodukten berechneten Energiefreisetzungsraten hohe Glaubwürdigkeit zuerkannt.

Bild A.17 zeigt den Anteil der die Querschnitte bei $\pm 20/30\text{ m}$ passierenden Enthalpieströme (berechnet nach c)) an der nach a) oder b) ermittelten Energiefreisetzungsraten. Bei den Versuchen mit offener Plumegeometrie (Holz-, Mischbrandgut-, Heptan-Brände) wird ein höherer Anteil der 'konvektiven Energie' an der freigesetzten Energie erreicht als bei den Fahrzeug-Bränden mit einem durch die Fahrgastzelle weitgehend eingeschlossenen Brandherd. Hierfür dürfte der intensivere Energieaustausch - vor allem mit den 'Umfassungsbauteilen' des Raumes im Raum, also mit Bestandteilen des Fahrzeuges, verantwortlich sein, so daß bis zum Passieren der Meßquerschnitte bei $\pm 20\text{ m}$ bzw. $\pm 30\text{ m}$ höhere Energieabgaben der strömenden Heißgase

anzunehmen sind als bei Bränden mit offener Plumegeometrie. Für beide Plumegeometrien nimmt der konvektive Anteil während des Brandverlaufs zu.

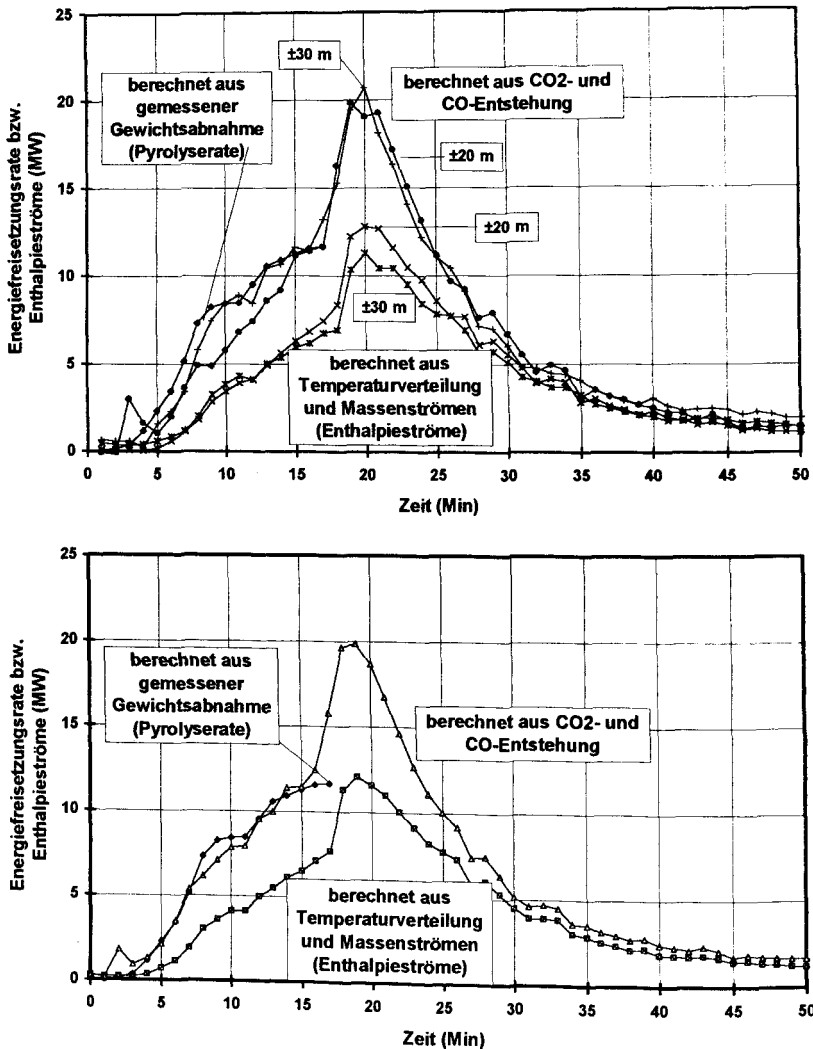


Bild A.16: Energiefreisetzung beim Holzbrandversuch W41, berechnet a) aus der gewogenen Restbrandlast, b) aus der Entstehung von CO und CO₂ sowie c) Darstellung der berechneten Enthalpieströme für die Querschnittspaare ± 20 m und ± 30 m - in der unteren Darstellung sind zu a) die Mittelwerte aus den Ergebnisse der beiden Querschnittspaare ± 20 m und ± 30 m für b) und c) eingezeichnet

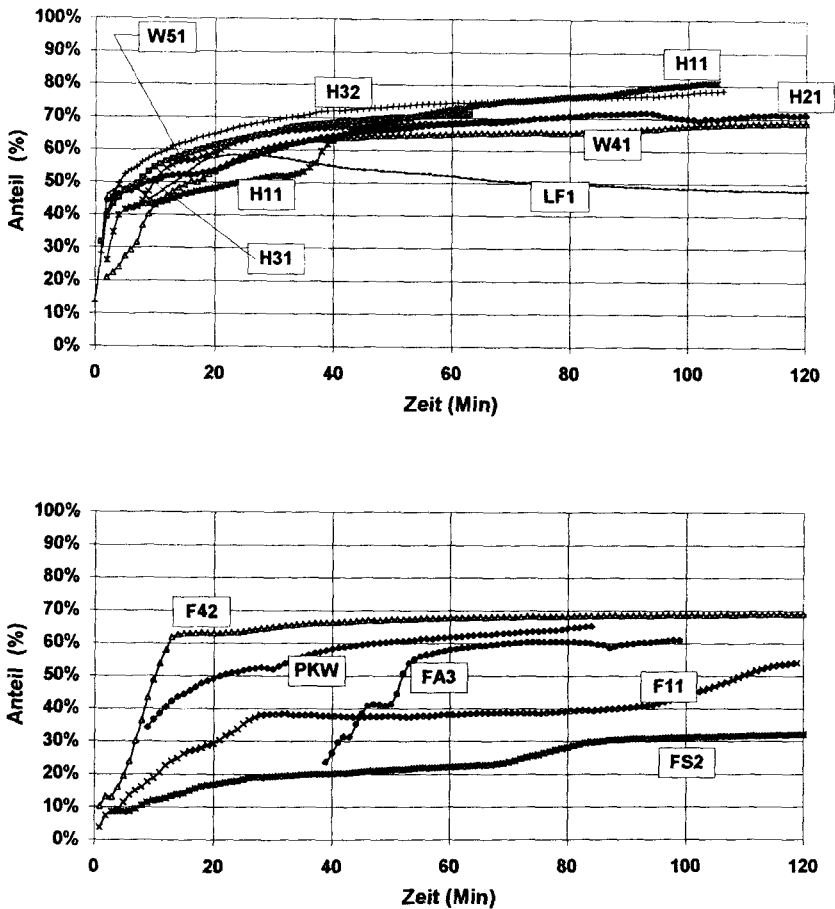


Bild A.17: Anteil der Enthalpieströme bei $\pm 20/30$ m um den Brandherd an der Energiefreisetzung, berechnet aus der Entstehung von CO und CO₂,
 - in der oberen Darstellung für die Versuche mit offener Plumegeometrie (W41, W51 sind Fichtenholzkrippen-Brände, H11, H21, H31, H32 sind Heptan-Poolbrände, LF1 steht für einen Mischbrandgutbrand)
 - in der unteren Darstellung für die Fahrzeugbrandversuche (PKW ist der PKW C21 mit Kunststoffkarosse, F42 ist eine U-Bahn, F11 ist ein Schienenfahrzeug mit IC-Ausstattung, FS2 ist ein Schienenfahrzeug mit ICE-Ausstattung, FA3 steht für zwei gekoppelte halbe Schienenfahrzeuge mit IC- und ICE-Ausstattung)

Zu den in Bild A.17 dargestellten Quotienten aus der Enthalpie H und der Verbrennungsenergie E wurde der Mittelwert über der Versuchsdauer für jeden Brandversuch bestimmt, und dieser konstante Verhältnisfaktor genutzt, um die 'Enthalpieraten' in die Größenordnung der aus den Verbrennungsprodukten abgeleiteten Energiefreisetzungsraten umzurechnen. Der Mittelwert aus diesen beiden, nun nahezu deckungsgleichen Kurvenverläufen (Energiefreisetzungsrate aus den Verbrennungsprodukten und 'Enthalpierate' mal Verhältnisfaktor) wird im folgenden und in Bild A.18 als das Ergebnis zur Berechnung der Energiefreisetzungsraten gewertet.

Tabelle A.3 führt für die Fahrzeugversuche die über der Versuchs-Aufzeichnungsdauer insgesamt freigesetzte Energie - als Integral der berechneten Energiefreisetzungsraten - sowie die aus der Brandgut-Zusammensetzung der Fahrzeuge geschätzte insgesamt freisetzbare Energie auf. Für einen Vergleich von berechneter und freisetzbarer Energie ist der tatsächlich verbrannte Brandlast-Anteil an der verfügbaren Brandlast sowie der über der Versuchs-Aufzeichnungsdauer integrierte berechnete Energiefreisetzungs-Anteil bzgl. des gesamten Energiefreisetzungs-Kurvenverlaufs in die Tabelle aufgenommen.

Es zeigt sich i.a. eine sehr befriedigende Übereinstimmung zwischen den aus der Brandgutzusammensetzung bekannten und den berechneten Werten, woraus auch auf eine zutreffende Einschätzung des zeitlichen Energiefreisetzungsverlaufes geschlossen werden darf (Bild A.18), - mit Ausnahme des Versuches F42 zum U-Bahnbrand. *)

Tabelle A.3: Insgesamt freisetzbare Energie (Brandgutkomponenten) und laut Berechnung insgesamt freigesetzte Energie für die Straßen- und für die Schienenfahrzeuge

Versuchsfahrzeug			Energie E aus Brandgutzusammensetzung			Berechnete freigesetzte Energie E			
			$\Sigma E_{Br.gut}$ [GJ]	Verbr. Anteil [%]	$\Rightarrow E$ [GJ]	$\int \dot{E} dt$ [GJ]	Berechn. Anteil [%]	$\Rightarrow E$ [GJ]	\dot{E}_{max} [MW]
Straße	Plastik-PKW	C21	~ 7	100	~ 7	7	100	7	6
	Bus	B11	~ 48	100	~ 48	42	95	44	34
	TIR-Laster	HF1	87.4	100	87.4	95	100	95	~ 100
Schiene	U-Bahn	F42	41	100	41	>19	~ 95	>20	22
	IC-Wagen	F11	77	<100	<77	>35	?	?	12.5
	ICE-Wagen	FS2	63	100	63	>50	80	62.5	20
	2 gekoppelte	FA3	57.5	~ 95	55	>34	>90	>38	43

*) Durch die extremen Witterungsbedingungen im Tunnel (äußerst feucht, kalt) alterten die Thermoelemente überdurchschnittlich schnell; die Gas-Ansaugrohre zur Gasanalyse, die Verbindungsrohre zwischen Bidirectional Probe (Geschwindigkeitsmessung) und Druckaufnehmer - könnten trotz des Einsatzes von Wasserabscheidern bzw. trotz sorgfältigen Ausblasens vor einem jeden Versuch - teilweise (auch während eines Versuches) durch Kondenswasser 'verpfropft' gewesen sein; gerade zum Ausblasen des Leitungssystems mußte das Leitungssystem geöffnet werden - möglicherweise sind hierbei für diesen Versuch (an den Meßwerten nicht eindeutig abzulesende) minimale Leckstellen aufgetreten.

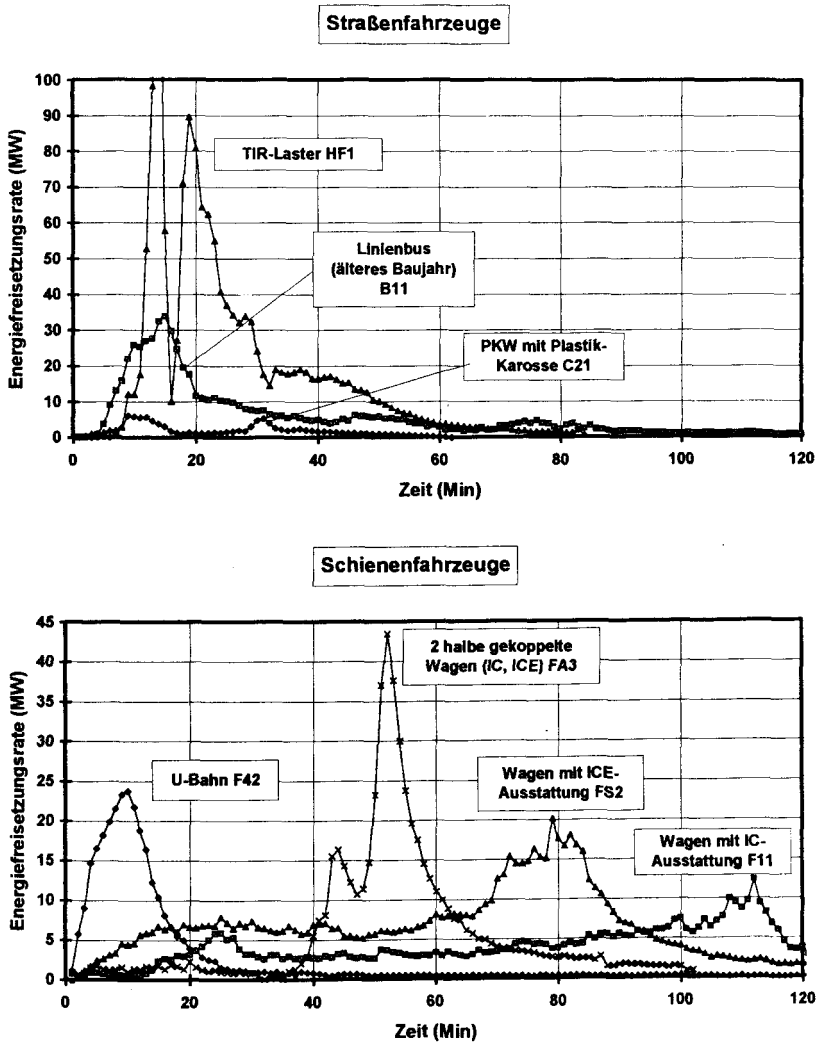


Bild A.18: Berechnete Energiefreisetzungsraten für die Straßen- und für die Schienenfahrzeuge

Bild A.18 zeigt getrennt für die Straßen- und die Schienenfahrzeuge die ermittelten Energiefreisetzungsraten. Die berechneten Energiefreisetzungsraten stehen für das im Versuch für diesen Versuchstunnel samt seiner besonderen Eigenschaften und für diese speziellen Fahrzeuge ermittelte Abbrandverhalten. Sie sind nur in gewissen Rahmen übertragbar auf Tunnel anderer

Geometrien mit anderen durch die Geometrie bedingten Zuluft- und Strahlungsbedingungen. Sie sind gewiß auch beeinflußt von der hohen Luftfeuchtigkeit und den niedrigen Temperaturen im Versuchstunnel. Dennoch liefern sie brauchbare Anhaltswerte zur Temperaturentwicklung und zum Energiefreisetzungsverlauf realer Brandlasten in einem Tunnel (z.B. im Vergleich zum Abbrandverhalten auf freier Straße) /A.13/, /A.14/. In /A.15/ wird der Versuch unternommen, die in diesem Projekt ermittelten Energiefreisetzungsraten in einem verallgemeinerten funktionalen zeitlichen Verlauf darzustellen.

Da die Energiefreisetzungsrates für die rechnerische Brandsimulation i.d.R. die wichtigste vorzugebende Größe darstellt, ist für eine weitergehende rechnerische Verwertung der gefundenen Ergebnisse von allergrößtem Interesse, inwieweit eine Erhöhung der Brandlast (z.B. zwei bei einem Zusammenstoß in Brand geratene PKW's oder mehrere brennende, aneinander gekoppelte Schienenfahrzeuge) sich auf die vorzugebende Energiefreisetzungsrates auswirken könnte. Die einzelnen Versuchsfahrzeuge zeichnen hier sehr spezifische zeitliche Abbrand- und Energiefreisetzungsverläufe (Bild A.18). Z.T. bestehen über einen längeren Zeitraum währende Phasen mit kleiner, nahezu konstant verlaufender Energiefreisetzungsrates (Brandentstehungs-, -ausbreitungsphasen), bevor sich ein Vollbrand entwickelt (vgl. die Versuche mit den IC- und ICE-Schienenwagen F11 und FS2); z.T. sind Energiefreisetzungsrates berechnet worden mit einem zeitlichen Anstieg von 3,6 MW/Min (U-Bahn F42), 8,0 MW/Min (gekoppelte Wagen FA3) bis zu ca. 28 MW/Min (TIR-Laster HF1)! Dieser Anstieg scheint besonders schnell vorstanzzugehen, wenn bereits das ganze Fahrzeug in Flammen steht und im Tunnel größere (3 m/s bis 4 m/s) Längsströmungsgeschwindigkeiten vorherrschen.

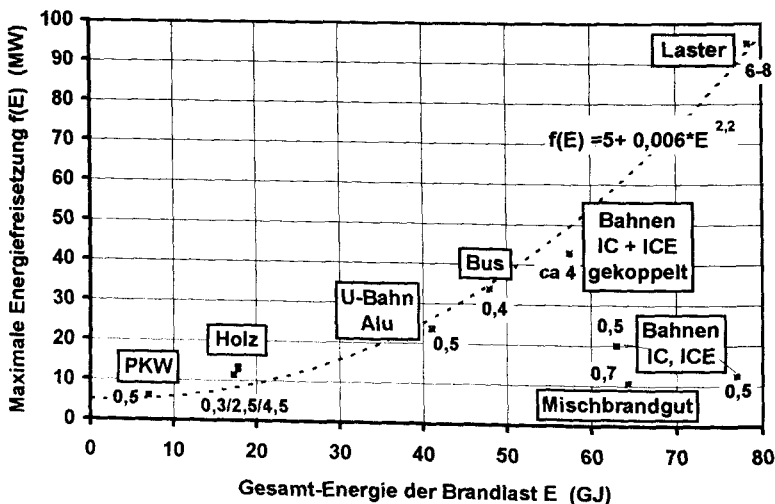


Bild A.19: Hier ermittelte Zusammenhänge zwischen Gesamt-Energie der Brandlast und maximaler Energiefreisetzungsrates

Daher scheinen grundsätzlich bei Erhöhung der Brandlasten Steigerungen nicht nur des zeitlichen Anstiegs sondern auch der maximalen Energiefreisetzungsrate - zumindest bis zu dem gemessenen Spitzenwert um 100 MW für den Versuchstunnel - denkbar; inwiefern diese aber durch die mit der Fahrzeuggeometrie gegebene, eingeschränkte Brandausbreitung, die Lüftungsverhältnisse im Fahrzeug, im Tunnel oder den Grad der Sauerstoffversorgung des Brandes bestimmt werden, hängt vom Einzelfall ab.

Näherungsweise läßt sich für die hier durchgeführten Versuche die maximal erreichte Energiefreisetzung in Abhängigkeit von der Gesamtbrandlast darstellen, sofern die Lüftungsbedingungen eine ausreichende Zuluftversorgung gewährleisten. In Bild A.19 ist zu den einzelnen Brandversuchen die vorgegebene Längsströmungsgeschwindigkeit in das Diagramm eingetragen. Bei mehr als 60 GJ Gesamt-Energie der Brandlast sind Steigerungen der maximalen Energiefreisetzung nur mit höheren Längsströmungsgeschwindigkeiten als 0,5 m/s zu erreichen (vgl. die Versuche mit Mischbrandgut, IC- oder ICE-Bahnen mit dem Versuch mit den zwei gekoppelten Fahrzeugen). Bei den IC- und ICE-Fahrzeugen ist jedoch zusätzlich ein höherer Anteil schwerentflammbarer Brandgut-Bestandteile zu berücksichtigen.

A.2.3.5 Alternative Ermittlungsmethoden zur Energiefreisetzung

Wie unter Kap. A.2.3 genannt, könnten auch andere Methoden zur Berechnung der Energiefreisetzungsrate bei den Tunnelbrandversuchen angewendet werden. In dem EUREKA-Projekt haben sich vier Nationen mit der Ermittlung der Energiefreisetzungsrate befaßt (vgl. Tab. A.4). Bei den ausländischen Partnern sind neben der Bestimmung von Enthalpie-Entstehungsraten (Schweden, Norwegen) und Nutzung der mit Wiegezellen gemessenen Pyrolyseraten (Großbritannien, Versuch HF1) auch die Oxygen-Consumption Method (Schweden, Norwegen) und die Ermittlung der Energiefreisetzung aus gemessenen CO_2 - und CO -Konzentrationen (Großbritannien) zur Anwendung gekommen /A.3/.

Im folgenden soll kritisch zu den Meß- und Ermittlungsmethoden der anderen EUREKA-Partner Stellung genommen werden.

Die schwedischen und norwegischen Projekt-Kollegen ermittelten die Energiefreisetzungsrate nach der sogenannten 'Oxygen Consumption Method', welche im kleinen Maßstab beim Cone-Calorimeter /A.16/, aber auch im großen Maßstab /A.17/ im Room-Corner-Test und Prüfungen nach NORDTEST /A.18/ Anwendung findet. Der Begriff 'Oxygen Consumption' steht für den Sauerstoff-Verbrauch, d.h. im Gegensatz zu der 'Oxygen Depletion', wo nur die Abnahme des Sauerstoffgehaltes (Konzentration) betrachtet wird und damit eine Umsetzung von Massen durch die Verbrennung an sich nicht beschrieben werden kann /A.19/, wird bei der 'Oxygen Consumption Method' der Massenstrom verbrannten Sauerstoffs ermittelt (vgl. Kap. A.2.3.1).

Hierzu wird im Laborbetrieb üblicherweise in der Strömungsachse des Abgaskanals neben der Temperatur und Geschwindigkeit der auf trockenes, von CO_2 befreites Abgas bezogene Sauerstoffgehalt des gut durchmischten Abgases gemessen. Ausgehend von gemessenen oder postulierten Gaskonzentrationen der durch andere Öffnungen zugeführten Zuluft läßt sich der Sauerstoffverbrauch und damit über Gl. A.19 die Energiefreisetzungsrate ermitteln. Es wird bei dieser Abschätzung zunächst ausschließlich von einer vollständigen Verbrennung ausgegangen.

Durch Heranziehen von im Abgas gemessenen CO₂- und CO-Konzentrationen läßt sich nachträglich eine Korrektur zur Berücksichtigung der Unvollständigkeit der Verbrennung vornehmen.

Tabelle A.4: Von den einzelnen EUREKA-Partnern verwendete Methoden zur Ermittlung der Energiefreisetzungsraten bei den Fahrzeug-Versuchen (veröffentlicht in /A.3/ - alle Nationen, /A.12/ - schwedischer Beitrag, /A.21/ - englischer Beitrag und /A.22/ - norwegischer Beitrag)

Methode: Nation:	Gewichts- abnahme	O ₂ - Consumption	CO ₂ /CO- Freisetzung	Enthalpie
Deutschland (vgl. Tab. A.3)	Nicht-Fahr- zeug-Versuche	—	als Hilfsmittel ^{*)}	ja
Schweden (B11, F11, F42)	—	ja	—	ja
Norwegen (HF1)	—	ja	—	ja
Großbritannien (HF1)	ja	—	direkt	—

^{*)} zur Ermittlung des O₂-Verzehrs

Schwierigkeiten bei der Anwendung dieses Auswertungsverfahrens auf die Tunnelbrandversuche bestehen - wie auch bei der hier verwendeten Methode - zum einen in der Tatsache, daß sich die ausströmenden Gase nicht homogen zusammensetzen und schon gar nicht durch einen fest umrissenen Abgaskanal ausströmen, zum anderen darin, daß die einströmende Luft nicht frei von Verbrennungsgas-Bestandteilen ist, was neben einem erhöhten CO₂-Gehalt auch eine Herabsetzung des O₂-Gehaltes bedeutet. Weiterhin wurde von den schwedischen und norwegischen Kollegen der Sauerstoffgehalt in den Gasen nur trocken, d.h. bezogen auf trockenes *und* CO₂-haltiges Gas, gemessen. Die zur Auswertung anzuwendenden Gleichungen müßten daher den im Abgas vorhandenen CO₂-Gehalt unbedingt berücksichtigen.

Da aber entsprechende Meßvorkehrungen zur CO₂-Konzentration nicht getroffen wurden, sind nachträglich ähnliche Abschätzungen mit Quotientenbildung zu den an anderer Stelle gemessenen Gaskonzentrationen notwendig, wie sie auch hier unter A.2.3.1 für die Abschätzung des O₂-Verbrauchs aus den Gaskonzentrationen im Feuerplume vorgenommen wurden.

Versuche, mit Hilfe der von Parker über die N₂-Erhaltung hergeleiteten Gleichungen Gl. A.41 und Gl. A.42 /A.20/

$$\phi = \frac{X_{O_2}^A \cdot (1 - X_{CO_2}^A) - X_{O_2}^A \cdot (1 - X_{CO_2}^0)}{(1 - X_{O_2}^A - X_{CO_2}^A) \cdot X_{O_2}^0} \quad (\text{A.41})$$

$$\dot{E} = E_{O_2} \cdot \frac{\phi}{1 + \phi \cdot (\alpha_{Exp} - 1)} \cdot \dot{M}_G \cdot \frac{u_{O_2}}{u_L} \cdot (1 - X_{H_2O}^0) \cdot X_{O_2}^A, \quad (A.42)$$

die sich auf ein zufließendes Gas bekannter O₂- und CO₂-Konzentration (oberer Index A⁰) und Analyser-Meßwerte (erhöhter Index A) im Abgas zu O₂- und CO₂-Konzentration beziehen (alle Konzentrationsangaben bezogen auf getrocknetes Gas), werden in /A.12/ wegen der fehlenden Kenntnis des CO₂-Gehaltes im Gas - zu so überraschenden 'Näherungen' geführt, wie der Berechnung eines 'Ventilationsfaktors' ϕ nach Gl. A.43 aus Gl. A.41, bei dem die Bildung von CO₂ und damit quasi eine Verbrennung an sich ignoriert wird:

$$" \phi = \frac{X_{O_2}^A - X_{O_2}^A{}^0}{(1 - X_{O_2}^A) \cdot X_{O_2}^A{}^0} " \text{ aus /A.12/} \quad (A.43)$$

Die ebenfalls von Parker in /A.20/ angegebene Gl. A.43 gilt nur dann, wenn im Analyser die Gase durch einen chemischen Absorber von CO₂-Anteilen befreit wurden und daher die X_{O₂}^A-Angabe die auf trockenes und CO₂-freies Gas bezogene O₂-Konzentration wiedergibt. (Es wird in den Gl. A.41 bis A.43 ein vernachlässigbar kleiner CO-Gehalt unterstellt.)

Zur Erläuterung sei in Gl. A.44 die Ableitung des Ventilationsfaktors ϕ (Sauerstoffbedarf/Sauerstoffangebot) zu Gl. A.41 nachvollzogen:

$$\begin{aligned} \phi &= \frac{X_{O_2}^A \cdot (1 - X_{CO_2}^A) - X_{O_2}^A{}^0 \cdot (1 - X_{CO_2}^A{}^0)}{(1 - X_{O_2}^A - X_{CO_2}^A) \cdot X_{O_2}^A{}^0} = \\ &= \frac{c_{O_2L \text{ tr}} \cdot (1 - c_{CO_2G \text{ tr}}) - c_{O_2G \text{ tr}} \cdot (1 - c_{CO_2L \text{ tr}})}{(1 - c_{O_2G \text{ tr}} - c_{CO_2G \text{ tr}}) \cdot c_{O_2L \text{ tr}}} = \\ &= \frac{v_{O_2L} \cdot (v_{G \text{ tr}} - v_{CO_2G}) - v_{O_2G} \cdot (v_{L \text{ tr}} - v_{CO_2L})}{(v_{G \text{ tr}} - v_{O_2G} - v_{CO_2G}) \cdot v_{O_2L}} = \\ &= \frac{v_{O_2L} \cdot (v_{N_2} + v_{O_2G}) - v_{O_2G} \cdot (v_{N_2} + v_{O_2L})}{v_{N_2} \cdot v_{O_2L}} = \\ &= \frac{v_{O_2L} - v_{O_2G}}{v_{O_2L}}. \end{aligned} \quad (A.44)$$

Die entsprechende Aufschlüsselung von Gl. A.43 führt nur für trockene und CO₂-freie Gase zur Lösung Sauerstoffbedarf/Sauerstoffangebot. Auch bei richtiger Anwendung von Gl. A.41 läßt sich erkennen, daß die in der Gleichung unterstellte konstante und bekannte Gaszusammensetzung des zugeführten Gases für den Anwendungsfall eines Tunnelbrandes zu Schwierigkeiten führen muß.

Eine weitere, mit Vorsicht zu betrachtende Näherung ist in dem Expansionsfaktors α_{Exp} in Gl. A.42 versteckt, welcher das Verhältnis der Massenzunahme des reinen Verbrennungsgases G_0 (wenn aller Sauerstoff verbraucht ist) gegenüber der für diese Verbrennung benötigten Frischluftmasse L_0 kennzeichnet (vgl. auch Kap. A.2.4).

Dieser Faktor wird gebraucht, wenn bei der Labormessung - ebenso wie im Rahmen der schwedischen Tunnel-Versuchsauswertung - ausschließlich die *abfließenden* Massenströme untersucht werden und daher erst von diesen auf die zufließenden Zuluft-Massenströme geschlossen werden muß.

Es bedeutet α_{Exp} das Verhältnis aus der Masse des reinen Verbrennungsgases (mit vollständig verbrauchtem Sauerstoff) zur Masse der für diese Verbrennung benötigten Zuluft:

$$\alpha_{Exp} = \frac{\dot{M}_G - \dot{M}_L \cdot (1 - \phi)}{\dot{M}_L \cdot \phi} = \frac{\dot{M}_G - \dot{M}_L}{\dot{M} \cdot \phi} + 1 \quad (A.45)$$

was wegen

$$(1 + \phi \cdot (\alpha_{Exp} - 1)) \cdot \dot{M}_L = \dot{M}_G \quad (A.46)$$

die Gl. A.42 zu der sehr übersichtlichen Form in Gl. A.47 führt:

$$\begin{aligned} \dot{E} &= E_{O_2} \cdot \phi \cdot \frac{\dot{M}_L \cdot \dot{M}_G}{\dot{M}_G \cdot u_L} \cdot u_{O_2} \cdot (1 - c_{H_2O L}) \cdot c_{O_2 L} \text{ ir} = \\ &= E_{O_2} \cdot \phi \cdot v_L \cdot u_{O_2} \cdot c_{O_2 L} = \\ &= E_{O_2} \cdot \frac{v_{O_2 L} - v_{O_2 G}}{v_{O_2 L}} \cdot v_L \cdot \frac{u_{O_2} \cdot v_{O_2 L}}{v_L} = \\ &= E_{O_2} \cdot (\dot{M}_{O_2 L} - \dot{M}_{O_2 G}) . \end{aligned} \quad (A.47)$$

In Abhängigkeit vom momentan brennenden Brandgut (und -zusammensetzung) kann der Faktor α_{Exp} jedoch recht deutlich variieren. Z.B. würde eine vollständige Verbrennung von $C_n H_{2n}$ zu $\alpha_{Exp} = 1,07$ führen:

$$\alpha_{Exp} = \frac{M_{G_0}}{M_{L_0}} = \frac{(79 \cdot 28 + 14 \cdot 44 + 14 \cdot 18) \cdot Z}{(79 \cdot 28 + 21 \cdot 32) \cdot Z} \approx 1,07, \quad (A.48)$$

die von Holz $C_5 H_{12} O_5$ (vgl. Gl. A.23) zu $\alpha_{Exp} = 1,20$. Die generelle Verwendung von $\alpha_{Exp} = 1,1$ (aus /A.12/), was beispielsweise einer vollständigen Verbrennung von $C_{15,n} H_{32,n} O_{4,n}$ entspricht, grundsätzlich für alle Brandversuche stellt eine erhebliche Verallgemeinerung des

Brandverhaltens der diversen Brandgüter dar. Der im Faktor α_{Exp} implizierte Fehler beläuft sich in etwa auf 10 %.

Den schwedischen Kollegen ist die Problematik der nicht gemessenen CO_2 -Konzentrationen und fehlender Gasanalyse-Meßaufnehmer im tiefergelegenen Querschnittsbereich zur Charakterisierung der zuströmenden Gase als Manko der Meßausstattung später durchaus bewußt geworden. Sie behelfen sich bei der Bewertung der berechneten Energiefreisetzungsrate mit einer nachträglichen Korrektur durch Verwendung der von deutscher Seite gemessenen CO_2 -Konzentrationen. Hiermit ermitteln sie ähnliche Freisetzungsrate /A.12/ wie unter Kap. A.2.3.4 zusammengefaßt (vgl. Bild A.20). Diese sowie das norwegische Ergebnis (vgl. Bild A.21) stellen zur Beurteilung der nach A.2.3.1 bis A.2.3.4 berechneten Resultate eine wertvolle Vergleichsmöglichkeit dar.

Die Kollegen aus Großbritannien erweiterten das Versuchsprogramm um den Brandversuch mit dem TIR-Laster. Für diesen Versuch strebten sie die Ermittlung der Energiefreisetzungsrate zum einen auf dem Wege der Messung des Laster-Gewichtsverlustes (Pyrolyserate), zum anderen durch direkte Auswertung der gemessenen CO - und CO_2 -Konzentrationen an /A.21/. Ähnlich wie bei den Holzbrandversuchen wurden auch hier die Meßleitungen zu den Wiegezellen durch herabfallendes, brennendes Brandgut schon nach wenigen Brandminuten zerstört.

Für die Auswertung der gemessenen CO - und CO_2 -Konzentrationen hinsichtlich der entstehenden Massenströme verwendeten die englischen Kollegen allerdings nur ein einziges Strömungsmeßgerät im betrachteten Meßquerschnitt. Sie ordneten diesem Meßwert - unter Berücksichtigung der Meßaufnehmer-Anordnung im Tunnelquerschnitt - ein wahrscheinlichstes Strömungsprofil zu, das dem Turbulenzcharakter der Strömung Rechnung tragen soll. Da dieses Strömungsprofil vor Versuchsbeginn 'im Kalten' über Höhe und Breite dieses Querschnittes ausgemessen worden war bei gegebener Längsströmung, ignoriert es allerdings die temperaturbedingte Schichtenbildung mit zugehörigem Strömungsprofil.

Der durch die Annahme eines ungeschichteten Strömungsverhaltens der Gase verursachte Fehler dürfte für die erste Brandphase mit höherer Längsströmung-Geschwindigkeit geringer ausfallen als für die 2. Brandphase, wo die Strömungsgeschwindigkeit von 6 m/s bis 8 m/s auf etwa 3,5 m/s gedrosselt wurde.

Auch hier wurden die CO - und CO_2 -Konzentrationen ausschließlich als Abgaskonzentration auf der strömungsabgewandten Leeseite des Brandherdes gemessen. Die Längsströmung im Tunnel war in beiden Versuchsphasen stark genug, um die Zuluft im wesentlichen nur von der Luvseite an den Brandherd heranzuführen und die Verbrennungsgase auf längerer Strecke ausschließlich zur Leeseite fortzuführen.

Zu den hieraus ermittelten CO_2 - und CO -Entstehungsrate wird analog zu der Multiplikation der O_2 -Verbrennungsrate mit E_{O_2} (vgl. Gl. A.19) mit entsprechenden Energiefaktoren E_{CO} und E_{CO_2} nach Tewarson /A.9/ die Energiefreisetzung berechnet. Für diese Faktoren zeigen sich aber erheblich größere Abhängigkeiten vom jeweiligen Brandgut als für die Energieabgabe pro Masse verbrannten Sauerstoffs E_{O_2} . Die berechnete maximale Energiefreisetzungsrate kann daher auch nur ungenau (je nach angenommenem Brandgut) zwischen 89,2 MW (Holz: $E_{CO_2} = 9,22$ kJ/kg, $E_{CO} = 4,34$ kJ/kg) bis 148 MW (Kerosin: $E_{CO_2} = 14,33$ kJ/kg, $E_{CO} = 12,38$ kJ/kg) angegeben werden (Werte aus /A.21/ - dort in [kJ/g] angegeben!).

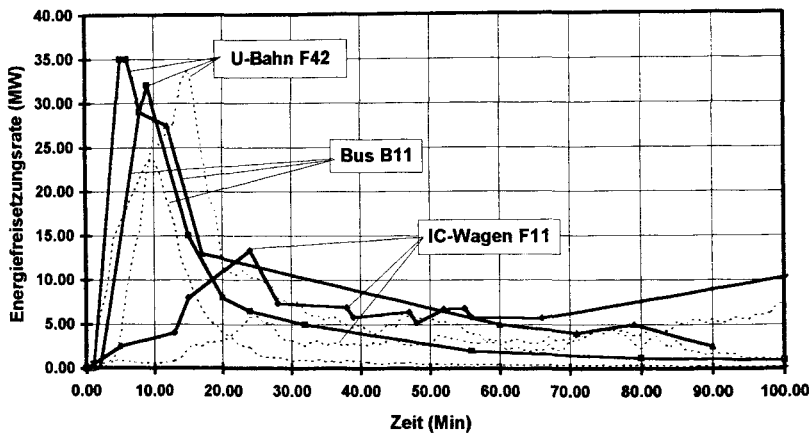


Bild A.20: Schwedische Ergebnisse zur Energiefreisetzungsrate für den Bus-Brand B11, den U-Bahn-Wagen-Brand F42 und den IC-Wagen-Brand F11 (entsprechend /A.12/) - gestrichelt: eigene Ergebnisse zum Vergleich

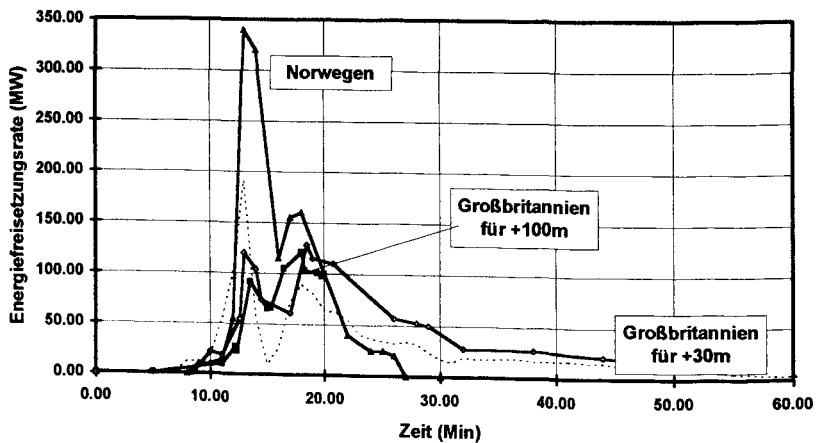


Bild A.21: Norwegische (entsprechend /A.22/) und englische Ergebnisse (entsprechend /A.21/) zur Energiefreisetzungsrate für den TIR-Laster-Brand HF1 - gestrichelt: eigene Ergebnisse zum Vergleich

Dennoch liefern die für +30 m und +100 m berechneten Ergebnisse aus Großbritannien einen wertvollen Vergleich zu dem nach Kap. A.2.3.1 bis A.2.3.4 ermittelten Resultat. Bild A.21 zeigt neben den englischen Energiefreisetzungsraten das Ergebnis aus Norwegen. Im Vergleich untereinander sowie mit dem in dieser Arbeit vorgelegten Ergebnis zeigt sich, daß dieser Versuch mit hoher Energiefreisetzungsrates besonders schwer zu bewerten war. Der starke Abfall in der 16. Minute hängt mit der Umstellung der Lüftergeschwindigkeit zusammen.

In Tabelle A.5 ist analog zur Darstellung in Tabelle A.3 die von den anderen Nationen berechnete freigesetzte Energie aufgelistet. Im Vergleich von berechneter zu zugrundegelegter Brandenergie zeigt sich für den Lasterbrand eher eine Überschätzung der berechneten Energiefreisetzung (bei dem norwegischen Ergebnis um 27% und bei den Engländern um 49% für die Berechnung auf Grundlage der Meßergebnisse zum Schnitt +30 m).

Tabelle A.5: Insgesamt freisetzbare Energie (Brandgutkomponenten) und von den anderen Nationen berechnete insgesamt freigesetzte Energie für den U-Bahn-, Bus-, IC-Wagen- und Laster-Brand

Versuchsfahrzeug			Energie E aus Brandgutzusammensetzung			Berechnete freigesetzte Energie E			
			$\Sigma E_{Br.gut}$ [GJ]	Verbr. Anteil [%]	$\Rightarrow E$ [GJ]	$\int \dot{E} dt$ [GJ]	Berechn. Anteil [%]	$\Rightarrow E$ [GJ]	\dot{E}_{max} [MW]
Schweden	U-Bahn	F42	41	100	41	37	95	39	35
	Bus	B11	~ 48	100	~ 48	45	95	62	29
	IC-Wagen	F11	77	<100	<77	49	~ 60 ??	82	(13,5)
TIR-Laster	Norwegen	HF1	87.4	100	87.4	111	100	111	340
	GB +30m	HF1	87.4	100	87.4	123	90	130	~125
	GB +100m	HF1	87.4	100	87.4	44,6	50 ??	90	~120

A.2.4 Molare Masse und Feuchtigkeit der Gase

Für eine Ermittlung der Massenströme (vgl. Kap. A.2.2) ist die Kenntnis der mittleren molaren Masse - auch die der Heißgase - erforderlich. Mit Hilfe des unter Kap. A.2.3.1 definierten

Faktors $Faktor_{CO_2}$ kann für den Fall der vollständigen Verbrennung ($c_{CO} = 0$), bei welcher

$$Faktor_{CO_2} = \frac{-\Delta c_{O_2}}{\Delta c_{CO_2}} \approx \frac{0,21 - c_{O_2}}{c_{CO_2}} \text{ gilt, diese auch einzig aus der gemessenen } CO_2\text{-Konzentration zu}$$

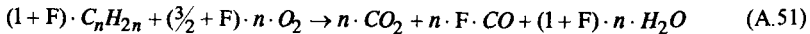
$$u_{G,ir} \approx 32 \cdot c_{O_2} + 28 \cdot c_{N_2} + 44 \cdot c_{CO_2} =$$

$$\begin{aligned}
&= 32 \cdot (0,21 - \text{Faktor}_{CO_2} \cdot c_{CO_2}) + 28 \cdot (1,00 - c_{CO_2} - c_{O_2}) + 44 \cdot c_{CO_2} = \\
&= 32 \cdot (0,21 - \text{Faktor}_{CO_2} \cdot c_{CO_2}) + 28 \cdot (0,79 + (\text{Faktor}_{CO_2} - 1) \cdot c_{CO_2}) + 44 \cdot c_{CO_2} = \\
&= 28,84 + (16 - 4 \cdot \text{Faktor}_{CO_2}) \cdot c_{CO_2} \quad (\text{A.49})
\end{aligned}$$

abgeschätzt werden. Hierbei wurde der Feuchtigkeitsgehalt der Heißgase vernachlässigt, so wie die gemessenen Konzentrationen sich auch auf ein getrocknetes Gas beziehen. Tatsächlich gilt für u_G

$$\begin{aligned}
u_G &\approx 18 \cdot c_{H_2O} + 32 \cdot c_{O_2} + 28 \cdot (c_{N_2} + c_{CO}) + 44 \cdot c_{CO_2} = \\
&= (1 - c_{H_2O}) \cdot u_{G\text{ tr}} + c_{H_2O} \cdot 18. \quad (\text{A.50})
\end{aligned}$$

Der Feuchtigkeitsanteil im Gas läßt sich berechnen, sofern die Konzentrationen c_{O_2} , c_{CO_2} und c_{CO} gemessen wurden, wie im Feuerplume geschehen. Dieses gemessene Gas sei zu einem Anteil $Z = \frac{v_L}{v_L + v_G}$ aus unbelasteter Frischluft L_0 und zu $1-Z = \frac{v_G}{v_L + v_G}$ Teilen aus einem völlig Sauerstoff-freien Brandgas G_0 zusammengesetzt. Beispielsweise für ein Brandgut C_nH_{2n} (als Näherung für einen unbekannten Kohlenwasserstoff) mit



ergeben sich die in Bild A.22 veranschaulichten Anteile einzelner Gaskomponenten. Weiterhin sei hier eine Anfangsfeuchte von etwa 1% für die Frischluft L_0 angenommen (vgl. Beispiel unter A.2.2).

Damit ermitteln sich die auf das feuchte Gas bezogenen Komponenten-Konzentrationen eines zu Z aus Frischluft L_0 und zu $1-Z$ aus reinem Verbrennungsgas G_0 zusammengesetzten Gases G zu

$$\begin{aligned}
c_{O_2} &\approx \frac{21 \cdot 99/100}{100} \cdot Z = 0,2079 \cdot Z \\
c_{CO} &\approx \frac{21 \cdot 99/100 \cdot \frac{F}{\frac{3}{2} + F}}{79,21 + 41,58 \cdot \frac{1+F}{\frac{3}{2} + F}} \cdot (1-Z) = \frac{20,79 \cdot F}{160,395 + 120,79 \cdot F} \cdot (1-Z) \\
c_{CO_2} &\approx \frac{21 \cdot 99/100 \cdot \frac{1}{\frac{3}{2} + F}}{79,21 + 41,58 \cdot \frac{1+F}{\frac{3}{2} + F}} \cdot (1-Z) = \frac{20,79}{160,395 + 120,79 \cdot F} \cdot (1-Z)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 c_{N_2} &\approx \frac{79 \cdot 99/100}{100} \cdot Z + \frac{79 \cdot 99/100}{79,21 + 41,58 \cdot \frac{1+F}{\frac{3}{2}+F}} \cdot (1-Z) = \\
 &= 0,7821 \cdot Z + \frac{117,315 + 78,21 \cdot F}{160,395 + 120,79 \cdot F} \cdot (1-Z) \\
 c_{H_2O} &\approx \frac{1}{100} \cdot Z + \frac{21 \cdot 99/100 \cdot \frac{1+F}{\frac{3}{2}+F} + 1}{79,21 + 41,58 \cdot \frac{1+F}{\frac{3}{2}+F}} \cdot (1-Z) = \\
 &= 0,01 \cdot Z + \frac{22,29 + 21,79 \cdot F}{160,395 + 120,79 \cdot F} \cdot (1-Z). \quad (A.52)
 \end{aligned}$$

Mit Hilfe der 'trocken gemessenen' Konzentrationsverhältnisse läßt sich für dieses Beispiel aus

$$\frac{c_{O_2}}{c_{CO_2}} = \frac{0,2079 \cdot Z}{\frac{20,79}{160,395 + 120,79 \cdot F} \cdot (1-Z)} = \frac{(1 - c_{H_2O}) \cdot c_{O_2tr}}{(1 - c_{H_2O}) \cdot c_{CO_2tr}} = \frac{c_{O_2tr}}{c_{CO_2tr}} \quad (A.53)$$

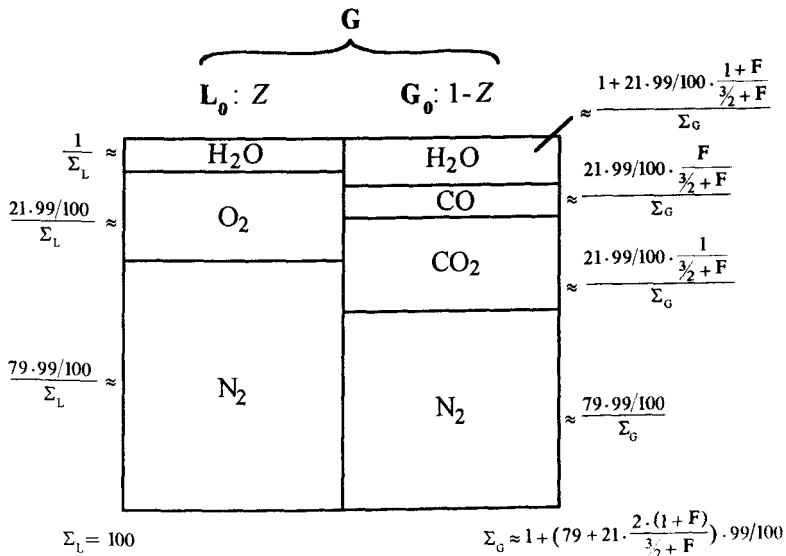


Bild A.22: Molanteile von Gaskomponenten an unbelasteter Frischluft L₀, reinem (Sauerstoff-freiem) Brandgas G₀ und gemixtem Heißgas G - als Flächen veranschaulicht

X zu

$$Z = \frac{\frac{c_{O_2 tr}}{c_{CO_2 tr}} \cdot \frac{20,79}{160,395 + 120,79 \cdot F}}{0,2079 + \frac{c_{O_2 tr}}{c_{CO_2 tr}} \cdot \frac{20,79}{160,395 + 120,79 \cdot F}} \quad (A.54)$$

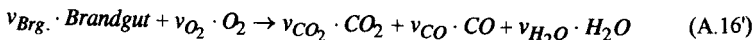
mit

$$F = \frac{c_{CO}}{c_{CO_2}} = \frac{(1 - c_{H_2O}) \cdot c_{CO tr}}{(1 - c_{H_2O}) \cdot c_{CO_2 tr}} = \frac{c_{CO tr}}{c_{CO_2 tr}} \quad (A.55)$$

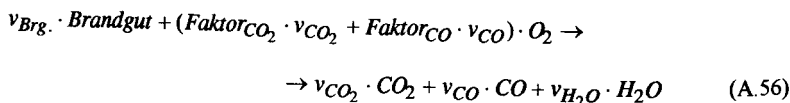
angeben und hieraus c_{H_2O} sowie die auf das feuchte Gas bezogenen Komponenten-Konzentrationen nach Gl. A.52 ermitteln.

Damit gilt beispielsweise für die im Brandfall durchaus realistischen (trocken) gemessenen Gaskonzentrationen $c_{O_2 tr} = 0,16$, $c_{CO_2 tr} = 0,04$ und $c_{CO tr} = 0,005$ dann mit $F = 0,125$ und $Z = 0,6951$ ein Wasserdampfgehalt von $c_{H_2O} = 0,0504 \cong 5,04\%$.

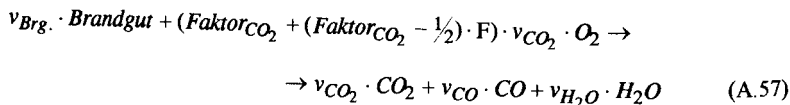
Allgemeiner, bei unbekannter Verbrennungsgleichung gemäß Gl. A.16



bzw. unter Verwendung von Gl. A.17



und Gl. A.30 und Gl. A.26:



resultiert für die berechneten Faktoren $Faktor_{CO_2}$ und F zu der gemessenen Plume-Gaskonzentration die allgemeiner gültige CO_2 -Konzentration im feuchten Brandgas

$$c_{CO_2} \approx \frac{21 \cdot 99/100}{(Faktor_{CO_2} + (Faktor_{CO_2} - \frac{1}{2}) \cdot F) \cdot \Sigma_G} \cdot (1 - Z), \quad (A.58)$$

wobei hier

$$\Sigma_G = 1 + (79 + 21 \cdot \frac{2 \cdot (1 + F)}{Faktor_{CO_2} + (Faktor_{CO_2} - \frac{1}{2}) \cdot F}) \cdot 99/100 \quad (A.59)$$

und damit unter Definition von

$$K = \frac{c_{O_2 tr}}{c_{CO_2 tr}} = \frac{0,2079 \cdot Z}{20,79} \cdot \frac{1}{\frac{(Faktor_{CO_2} + (Faktor_{CO_2} - \frac{1}{2}) \cdot F) \cdot \Sigma_G}{(Faktor_{CO_2} + (Faktor_{CO_2} - \frac{1}{2}) \cdot F) \cdot \Sigma_G} \cdot (1 - Z)} \quad (A.60)$$

für den Frischluft-Mischungsanteil Z

$$Z = \frac{K \cdot \frac{20,79}{(Faktor_{CO_2} + (Faktor_{CO_2} - \frac{1}{2}) \cdot F) \cdot \Sigma_G}}{0,2079 + K \cdot \frac{20,79}{(Faktor_{CO_2} + (Faktor_{CO_2} - \frac{1}{2}) \cdot F) \cdot \Sigma_G}} \quad (A.61)$$

gilt.

Diese Gleichungen lassen sich auch auf andere Meßorte als den Feuerplume, an denen nur die CO- und CO₂-Konzentration gemessen wurde, anwenden, um das Mischungsverhältnis Z : 1-Z zu bestimmen. Fehler bei dieser Abschätzung liegen in der Unsicherheit der zugrundezulegenden Verbrennungsgleichung (hier Gl. A.51 bzw. A.56) für das unbekannte Brandgut. Analog der hier vorgeführten Ableitung ließe sich auch für einen anderen Anfangsfeuchtegehalt der Luft vorgehen.

A.2.5 CO₂-Auswaschung durch Luftfeuchtigkeit

Schon unter Kap. A.2.1 im Zusammenhang mit Bild A.7 für die Annahme quasi-stationärer Zustände bei der Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilung wurde festgestellt, daß wegen der Abnahme der CO₂-Konzentration über der leeseitigen Tunnellänge bei ausschließlich vom Brandherd fortströmenden Gasen der CO₂-Massenstrom mit zunehmender Entfernung zum Brandherd abnehmen muß, wofür eventuell die hohe Tunnelluftfeuchtigkeit verantwortlich gemacht werden kann. Zwecks Überprüfung dieses Sachverhaltes sollen die lokalen CO₂-Massenströme dem Feuchteigkeitsgehalt der Gase im selben Querschnitt gegenübergestellt werden.

Unter Verwendung der in A.2.4 dargelegten Beziehungen ist - ausgehend vom berechneten Feuchtegehalt am Gaskonzentrations-Meßort im Feuerplume - eine Herleitung des Feuchteigkeitsgehaltes auch für all die anderen Stellen 'j' im Tunnel möglich, an denen nur die CO₂-Konzentration gemessen wurde.

Hierfür muß zunächst unterstellt werden, daß die CO- und CO₂-Gasbestandteile durch die Luftfeuchtigkeit nur vernachlässigbar ausgedünnt werden. Der Quotient von CO- zu CO₂-Konzentration bleibt damit auch für andere Mischungsverhältnisse Z_j zu 1-Z_j von reiner Frischluft zu reinem Brandgas von Feuchteigkeitsinflüssen unbeeinträchtigt, d.h.

$$F_j = \frac{c_{CO j}}{c_{CO_2 j}} = \frac{c_{CO tr j}}{c_{CO_2 tr j}} = F. \quad (A.62)$$

Zur Lösung der Gleichung A.61 bzw. A.54 muß die Größe

$$K_j = \frac{c_{O_2j}}{c_{CO_2j}} = \frac{c_{O_2trj}}{c_{CO_2trj}} \quad (A.63)$$

für den CO_2 -Meßort ermittelt werden. Da die Sauerstoffkonzentration c_{O_2trj} am Ort j nicht gemessen wurde, wird die Abnahme des Sauerstoffgehaltes an die Zunahme der CO_2 -Konzentration durch $Faktor_{CO_2}$ (vgl. Kap. A.2.3.1) gekoppelt, wobei auch hier wiederum ein möglicher Feuchtigkeitseinfluß vernachlässigt werden muß, d.h.:

$$-\Delta c_{O_2trj} = c_{CO_2trj} \cdot (Faktor_{CO_2} + (Faktor_{CO_2} - \frac{1}{2}) \cdot F). \quad (A.33')$$

Damit gilt für K_j

$$K_j = \frac{c_{O_2trj}}{c_{CO_2trj}} \approx \frac{c_{O_2tr0} + \Delta c_{O_2trj}}{c_{CO_2trj}} = \frac{c_{O_2tr0}}{c_{CO_2trj}} - Faktor_{CO_2} - (Faktor_{CO_2} - \frac{1}{2}) \cdot F \quad (A.64)$$

für das 'trockene' Konzentrationsverhältnis $\frac{c_{O_2trj}}{c_{CO_2trj}}$, wobei c_{O_2tr0} die 'trocken' gemessene

Ausgangs-Sauerstoffkonzentration bezeichnet (vgl. auch Kap. A.3). Für das nach Gl. A.64 berechnete K_j läßt sich nun nach Gl. A.61 der Frischluft-Mischungsanteil Z_j für den Meßort j ermitteln. Aus

$$c_{H_2Oj} \approx \frac{1}{100} \cdot Z_j + \frac{1 + \frac{20,79}{Faktor_{CO_2} + (Faktor_{CO_2} - \frac{1}{2}) \cdot F} \cdot (1 + F)}{\Sigma_G} \cdot (1 - Z_j) \quad (A.65)$$

mit Σ_G nach Gl. A.59 folgt nun die Wasserdampf-Konzentration c_{H_2Oj} gemäß Gl. A.52 für ein vereinfachtes Kohlenwasserstoff-Brandgut C_nH_{2n} .

Weiterhin können hieraus die CO_2 -Volumen- und CO_2 -Massenströme der einzelnen Horizontalsegmente j (vgl. A.2.2), sowie der den Feuchtegehalt der Gase berücksichtigende Gesamtmassenstrom \dot{M}_j aus dem gesamten Volumenstrom \dot{V}_j

$$\dot{V}_{CO_2j} = c_{CO_2j} \cdot \dot{V}_j = (1 - c_{H_2Oj}) \cdot c_{CO_2trj} \cdot \dot{V}_j, \quad (A.66)$$

$$\dot{M}_{CO_2j} = u_{CO_2} \cdot \dot{V}_{CO_2j} = u_{CO_2} \cdot \frac{1 \text{ mol} \cdot T_{NBed}}{V_{NBed}} \cdot \frac{\dot{V}_{CO_2j}}{T_j} \quad (A.67)$$

und

$$\dot{M}_j = u_{Gj} \cdot \dot{V}_j = u_{Gj} \cdot \frac{1 \text{ mol} \cdot T_{NBed}}{V_{NBed}} \cdot \frac{\dot{V}_j}{T_j} \approx \quad (A.68)$$

$$\approx ((1 - c_{H_2Oj}) \cdot (28,84 + (16 - 4 \cdot Faktor_{CO_2}) \cdot c_{CO_2trj}) + c_{H_2Oj} \cdot 18) \cdot \frac{1 \text{ mol} \cdot T_{NBed}}{V_{NBed}} \cdot \frac{\dot{V}_j}{T_j}$$

ermittelt werden.

Die relative Luftfeuchtigkeit ϕ_{LF} läßt sich gemäß der Definition als Verhältnis von Wasserdampf-Partialdruck p_{H_2O} zu temperaturabhängigem Wasserdampf-Sattdampfdruck $p_{S H_2O}(T)$ zu

$$\phi_{LF} = \frac{p_{H_2O}}{p_{S H_2O}(T)} = \frac{c_{H_2O} \cdot p}{p_{S H_2O}(T)} \quad (A.69)$$

bestimmen. Bei höheren Temperaturen (jedoch unterhalb des kritischen Punktes bei $T = 373,99^\circ\text{C}$) werden nur kleine Werte erreicht, da $p_{S H_2O}(T)$ mit steigender Temperatur erheblich zunimmt. Erst bei Abkühlung der Brandgase auf Werte um 30°C bis 40°C ($30^\circ\text{C} \cong c_{H_2O} = 4,2\%$, $40^\circ\text{C} \cong c_{H_2O} = 7,3\%$) dürfte mit einer Kondensation von Feuchtigkeit zu rechnen sein.

Eine Gegenüberstellung der berechneten CO₂-Massenstrom-Abnahme zwischen den Meßquerschnitten +30 m zu +20 m und der mittleren, in diesen Querschnitten herrschenden Feuchtigkeit (als Massenkonzentration c_{H_2O} oder als relative Luftfeuchtigkeit) läßt leider keinerlei funktionalen Zusammenhang erkennen.

Hierbei ist sagen, daß in den Feuchtegehalts-Abschätzungen dieses Kapitels unterstellt wurde, daß eine Feuchtigkeitszunahme der Gase nur aufgrund des bei der Verbrennung freierwandelnden Wassers erfolgt und nicht durch Verdampfung des an der Tunnelwandung ständig anfallenden Spaltenwassers. Folglich lassen sich mit diesen Berechnungen nur die Feuchtigkeitsanteile aus Anfangsfeuchtigkeit und Verbrennungswasser ermitteln, was aber bei den im Versuchstunnel gegebenen Verhältnissen zweifelhaft ist.

Die CO₂-Messungen im Querschnitt +100 m lassen sich für die Auswertung nicht heranziehen, da in diesem Meßquerschnitt keine Geschwindigkeiten ermittelt werden konnten.

Weiterhin scheitert man, verwertbare CO₂-Abnahmen zu den Massenströmen der Querschnitte +20 m und +30 m zu berechnen, an der für eine entsprechende Ableitung unzureichenden Genauigkeit der für die einzelnen Querschnitts-Horizontalsegmente berechneten Volumenströme. Die Querschnittsfläche eines solchen Segmentes kann ohnehin mit Rücksicht auf die stark schwankende Tunneloberflächen-Unebenheit nur in etwa angegeben werden. In Kap. A.2.2 sind zur Berechnung der Volumenströme Reduktionsfaktoren f_j eingeführt worden, welche in optimierter Form für alle durchgeführten Versuche und die zugehörigen gegebenen Längsgeschwindigkeiten zu einer Massenbilanz von ein- und ausströmenden Massen von ≈ 0 führte. Das bedeutet aber, daß bei einer Variation dieser Längsströmung (und der durch die Brandabläufe gegebenen Gasbewegungen im betrachteten Tunnelquerschnitt) durchaus Abweichungen von dieser Bilanz ≈ 0 erreicht werden. Daher wären an sich in Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit und der damit einhergehenden Turbulenzen unterschiedliche Reduktionsfaktoren f_j (vgl. Gl. A.10) anzusetzen, die nur schwer allgemeingültig einzuschätzen sind. Insofern stellen die verwendeten konstanten Reduktionsfaktoren in Kap. A.2.2 auch nur eine für das Mittel aller Versuche brauchbare Näherung dar.

Diese drei Schwierigkeiten machen eine weitergehende Auswertung hinsichtlich eines möglicherweise gegebenen Zusammenhanges zwischen einer Abnahme des CO₂-Massenstromes und dem Feuchtigkeitsgehalt im Tunnel für die vorliegenden Versuche unmöglich.

A.2.6 Entstehung sichttrübender Partikel

Zur Charakterisierung der durch Brandrauch eingeschränkten Sichtverhältnisse sind sowohl die Freisetzungsraten von Rauchpartikeln (Ruß, Asche, Stäube, Aerosole) als auch die Bedingungen zur Verteilung des Rauches im Tunnel zu beachten.

Auf den Einfluß von Längsströmung und Energiefreisetzung auf die Verteilung des Heißgases und damit von Rauchpartikeln wurde schon unter Kapitel A.2.1 eingegangen. Die Verdünnung der Verbrennungsgase durch Einmischungen von Frischluft wird zunächst durch die Mischungsprozesse im Feuerplume (Temperatur, Auftrieb, Brandherdgröße, Plumehöhe) bestimmt. Hinsichtlich der Verteilung und weiteren Mischung über der Tunnellänge sind u.a. die vorgegebene Längs- oder Querlüftung, Vorzugsrichtungen der aufsteigenden Heißgase durch Tunnelschräglagen, Querschnittsänderungen und Wandungsrauigkeiten, Abkühlungsprozesse an den Wandungen, Luftfeuchtigkeit, usw. bedeutsam.

Von großem Einfluß auf die Entstehung von Rauchpartikeln ist - abgesehen von der Abbrandrate und der Zusammensetzung des Brandgutes - die mehr oder minder ausreichende Sauerstoffversorgung der Verbrennung. Bei unvollständiger Verbrennung entstehen, abgesehen von Kohlenmonoxid, unverbrannte Kohlenwasserstoffe, die z.T. als gasförmige Bestandteile des Verbrennungsgases aufsteigen, z.T. sich aber auch zu langen Rußfäden agglomerieren. Die sichttrübende Wirkung von 'Rauch', was für eine Zusammenfassung der Bestandteile Asche, Ruß, Aerosole und Stäube steht /A.5/, hängt neben der Masse der freiwerdender Partikel auch von den optischen Eigenschaften dieser Bestandteile ab /A.23/. So sind für die Transmissionsverluste eines mit Rauchpartikeln belasteten Gases auch die Streu- und Absorptionseigenschaften der Partikel - in Abhängigkeit von der Spektralverteilung - zu berücksichtigen.

Bei den durchgeführten Versuchen wurde mit der Größe der optischen Dichte ausschließlich das Transmissionsverhalten unter Bestrahlung mit Licht einer Wolfram-Glühlampe (Normlicht A mit $T = 2856$ K) und der zugehörigen Spektralverteilung (/A.24/) gemessen. Eine Aufschlüsselung dieses Meßwertes in einen absorptiven und einen gestreuten Anteil ist nachträglich nicht möglich. Hierzu wäre die in den Versuchen nicht gemessene Größenverteilung der Partikel vonnöten.

Im folgenden soll ausgehend von der im großen Maßstab über der Tunnelausdehnung gemessenen CO_2 -Verteilung und optischen Dichte auf die nicht gemessenen, im Brandnahbereich lokalisierten Freisetzungsvorgänge von Rauchpartikeln geschlossen werden. Hierzu wird von einer vollständigen Verbrennung ausgegangen. Eine Unterscheidung nach einzelnen Rauchpartikel-Kategorien (Aschen, Ruß, Aerosole und Stäube) wird nicht vorgenommen. Es wird ohne Trennung in absorptive oder gestreute Anteile nur verallgemeinert die sichtbeeinträchtigende Wirkung der bei den einzelnen Brandversuchen freiwerdenden Partikel auf eine spektrale Lichteinwirkung nach DIN 5033 betrachtet.

Bild A.7 unter Kap. A.2.1 zeigte schon für die Heptanbrände (nach ca. 25 Minuten Branddauer) den Einfluß von Längsströmung und Energiefreisetzung auf die Verteilungen von CO_2 -Konzentration und optischer Dichte über der Tunnellänge. Grundsätzlich läßt sich für diese beiden Größen, sofern am selben Ort gemessen, eine relativ parallele zeitliche Entwicklung ablesen. Hierzu sind in Bild A.23 für den nächstgelegenen gemeinsamen Meßort bei +100 m die gemessene CO_2 -Konzentration c_{CO_2} und die über einer Meßstrecke von $s = 0,7$ m gemessene optische Dichte OD (vgl. Gl. A.71) am Beispiel des Heptanbrandes H21 dargestellt.

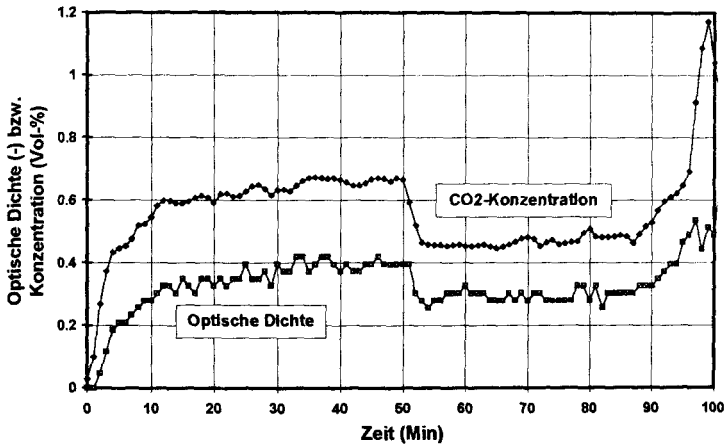


Bild A.23: Gemessene optische Dichte OD und gemessene CO_2 -Konzentration c_{CO_2} etwa 70 cm unter der Tunnelfirste bei +100 m im Versuch H21 mit einer Längsströmung von $v_0 \approx 1,0$ m/s bis zur 50. Minute, dann $v_0 \approx 1,5$ m/s, übergehend in $v_0 \approx 2,5$ m/s ab der 90. Minute

So wurde hier zur 50. Brandminute die Längsströmungsgeschwindigkeit mit Hilfe des großen Axialventilators am Portal von ca. 1 m/s auf etwa 1,5 m/s erhöht. Es werden bei erhöhter Geschwindigkeit durch die größeren Vermischungen zwischen Luft- und Heißgasschicht sowohl kleinere CO_2 -Konzentrationen als auch kleinere optische Dichten 100 m hinter dem Brandherd gemessen, der Quotient aus OD - und c_{CO_2} aber ändert sich bei Erhöhung der Geschwindigkeit kaum (zum tatsächlich relevanten Quotienten s. Gl. A.74).

Da die CO_2 -Konzentration - als ein Vertreter der Verbrennungsprodukte - quasi die Energiefreisetzung bzw. die Abbrandrate repräsentiert, deutet eine zur CO_2 -Konzentration parallele Entwicklung der optischen Dichte - als Vertreter der Rußpartikel-Beladung - auf eine konstante Rauchpartikelfreisetzung pro umgesetzter Masse Brandgut hin. D.h. im Falle eines einzigen homogenen Brandgutes und einer durchgehend ausreichenden Sauerstoffversorgung des Brandes (vollständige Verbrennung), kann von einem etwa konstanten Verhältnis von freigesetzten Rauchpartikeln zu gebildetem CO_2 nicht nur für den Brandherd - sondern für einen jeden Ort im Tunnel $\dot{v}_R \text{ gemessen} / \dot{v}_{CO_2 \text{ gemessen}}$ ausgegangen werden. Denn in diesem Falle basieren alle

Gase im Tunnel auf einer (zwar unterschiedlich zusammengesetzten) Mischung aus den bei den Bestandteilen von unbelasteter Frischluft L_0 mit $\dot{v}_R L_0 = \dot{v}_{CO_2} L_0 = 0$ und (hier als konstant und homogen angenommenem) reinem Verbrennungsgas G_0 (vgl. Kap. A.2.4) mit $\dot{v}_R G_0 / \dot{v}_{CO_2} G_0 = \text{const} \neq 0$. Und dieses Verhältnis gilt entsprechend auch für das Entstehungsverhältnis von Rußpartikeln zu CO_2 im Brandherd:

$$\dot{v}_R \text{ Brg} / \dot{v}_{CO_2 \text{ Brg}} = \dot{v}_R \text{ gemessen} / \dot{v}_{CO_2 \text{ gemessen}} = \dot{v}_R / \dot{v}_{CO_2} !$$

Für diese Betrachtung sind natürlich gleiche Ausscheidungsraten durch Feuchtigkeit und Ablagerung für die Ruß- sowie Kohlendioxid-Anteile zugrundegelegt. Obwohl in den meisten Versuchen weder von einem homogenen Brandgut noch von einer gleichmäßigen Sauerstoffversorgung des Brandes ausgegangen werden kann, zeigen sich dennoch parallele Entwicklungen von CO_2 -Konzentration und gemessener optischer Dichte (genauer: $\sigma \cdot T_G$ zu c_{CO_2} - s.u.) - z.T. mit gewisser Streuung - auch für alle anderen durchgeführten Brandversuche.

Dieser Zusammenhang an sich ist keineswegs überraschend, da es üblich ist, einzelne Brandgüter (z.B. in Cone-Calorimeter-Versuchen /A.25/) durch konkrete Rauchentstehungsanteile Y_S zu charakterisieren, welche den Massenanteil von Rauchpartikeln pro Brandgut im Falle der vollständigen Verbrennung angeben:

$$Y_S = \frac{\dot{M}_R}{\dot{M}_{\text{Brg.}}} \quad (\text{A.70})$$

Tatsächlich ist für die oben unter Verwendung der optischen Dichte angedeutete Quotientenbildung aus Rauchpartikel- zu CO_2 -Bestandteilen eine Temperaturabhängigkeit und die spezifische Absorptionsfläche der Rauchteilchen zu berücksichtigen, da nur der Quotient aus den Teilchen-Entstehungsraten und - damit bei obiger Abschätzung - aus den Teilchen-Konzentrationen als konstant angesehen werden kann:

Wegen Definition der optische Dichte OD [-] zu

$$OD = -\lg \tau = -\lg e^{-K_{abs} \cdot B \cdot s} = K_{abs} \cdot B \cdot s \cdot \lg e, \quad (\text{A.71})$$

(hier mit einer Meßstrecke $s = 0,7$ m, vgl. Bild A.23) verhält sich diese proportional zum Extinktionskoeffizienten σ [1/m]

$$\sigma = B \cdot K_{abs} \quad (\text{A.72})$$

und damit zur Rußbeladung B [kg/m^3]. Mit K_{abs} [m^2/kg] wird die spezifische Absorptionsfläche der Partikel bezeichnet, welche von dem Brandgut, den momentanen Verbrennungsbedingungen und sogar dem 'Alter' der Rauchpartikel /A.23/ abhängig ist und von der daraus resultierenden Partikelgrößenverteilung, -form, -oberflächenstruktur und dem wellenlängenabhängigen Emissionsgrad bestimmt wird.

Das Teilchenverhältnis $\frac{v_R}{v_{\text{CO}_2}}$ berechnet sich daher zu

$$\begin{aligned} \frac{v_R}{v_{\text{CO}_2}} &= \frac{\dot{M}_R \cdot \dot{V}_G}{u_R \cdot \dot{V}_G \cdot v_{\text{CO}_2}} = \frac{B}{u_R} \cdot \frac{v_G}{v_{\text{CO}_2}} \cdot \frac{R \cdot T_G}{p} = \\ &= \frac{B}{u_R} \cdot \frac{1}{c_{\text{CO}_2}} \cdot \frac{R \cdot T_G}{p} = \frac{B \cdot T_G}{c_{\text{CO}_2}} \cdot \frac{R}{u_R \cdot p} \end{aligned} \quad (\text{A.73})$$

Es folgt damit für den aus den Meßwerten ableitbaren Quotienten $Quot$

$$Quot := \frac{\sigma \cdot T_G}{c_{CO_2}} = \frac{K_{abs} \cdot B \cdot T_G}{c_{CO_2}} = K_{abs} \cdot \frac{v_R}{v_{CO_2}} \cdot \frac{u_R \cdot p}{R} \quad (A.74)$$

bei konstant gegebener spezifischer Absorptionsfläche K_{abs} eine Proportionalität zum Teilchenverhältnis von Rauchpartikeln zu CO_2 .

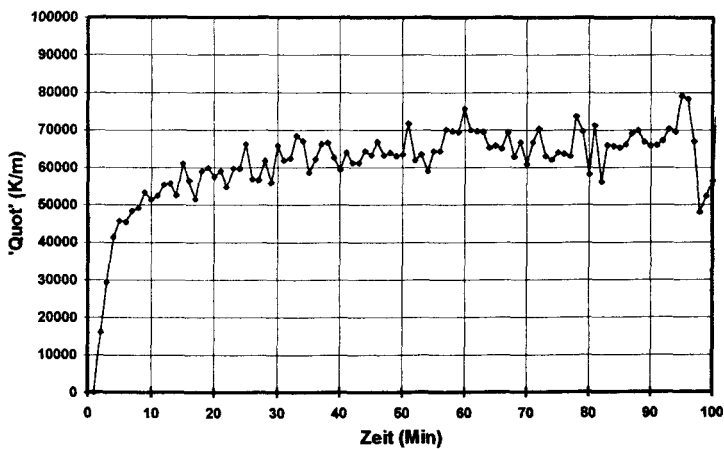


Bild A.24: Quotient $Quot = \sigma \cdot T_G / c_{CO_2}$ in seiner zeitlichen Entwicklung für Versuch H21 zu etwa 70 cm unter der Tunnelfirste bei +100 m aufgezeichneten Meßwerten (Längsströmung von $v_0 \approx 1,0$ m/s bis zur 50. Minute, dann $v_0 \approx 1,5$ m/s, übergehend in $v_0 \approx 2,5$ m/s ab der 90. Minute) (vgl. auch /A.26/)

Aus diesem aus den Meßwerten zu berechnenden Quotienten $Quot$ (Bild A.24) kann - unter Annahme einer vergleichbaren Lösung bzw. Ausscheidung von CO_2 und Rauchpartikeln in der hohen Luftfeuchtigkeit und für eine über der Versuchsdauer konstante spezifische Absorptionsfläche K_{abs} [m²/kg] der Rauchpartikel - wegen der postulierten, für verschiedene Meßorte nur unterschiedlichen Verdünnung 'derselben' CO_2 - und rußhaltigen Verbrennungsgase mit von diesen beiden Bestandteilen freier Frischluft auf die Entstehungsrate \dot{M}_R der sichttrübenden Partikel geschlossen werden:

$$\dot{M}_R = \frac{Quot}{K_{abs}} \cdot \frac{R}{p \cdot u_{CO_2}} \cdot \dot{M}_{CO_2} \quad (= Y_S \cdot \dot{M}_{BrG}) \quad (A.75)$$

Sind bei homogenem Brandgut (Holz) die Abbrandraten nicht konstant, so ändern sich zwar die CO_2 -Konzentrationen c_{CO_2} und das Produkt aus Extinktionskoeffizient σ und Gastemperatur T_G über der Zeit, der Quotient $Quot$ hingegen bleibt relativ konstant. Bei den realen Brandlasten führt die Inhomogenität des Brandgutes sowie die zeitabhängig unterschiedliche Sauerstoffversorgung zu einem geringfügig zeitabhängigen Quotienten $Quot(t)$ (veränderter Rauchentstehungsanteil Y_S und spezifische Absorptionsfläche K_{abs}). In Konsequenz lassen sich aus den bei +100 m gemessenen CO_2 -Konzentrationen und optischen Dichten für die realen Brandlasten nur einzelne Brandphasen durch mittlere Quotienten $Quot$ charakterisieren, da weiterhin eine zeitliche Verschiebung durch die zurückgelegte Distanz von 100 m bis zum ersten gemeinsamen Meßort bei nicht mehr nachzuvollziehender Vermischung von Rauchgasen aus verschiedenen Phasen der Verbrennung zu berücksichtigen wäre.

Der Rauchentstehungsanteil Y_S folgt aus $Quot$ gemäß

$$Y_S = \frac{\dot{M}_R}{\dot{M}_{BrG}} = \frac{\dot{M}_R \cdot n}{v_{\text{CO}_2} \cdot u_{BrG}} = \frac{Quot}{K_{abs}} \cdot \frac{R}{p} \cdot \frac{n}{u_{BrG}}, \quad (\text{A.76})$$

wobei n für die Anzahl der C-Atome in der chemischen Summenformel des Brandgutes steht und damit für den Fall der vollständigen Verbrennung das Verhältnis von freiwerdenden CO_2 -Molekülen zu verbrannten Brandgut-Molekülen bezeichnet.

Zur Ableitung des Rauchentstehungsanteiles Y_S aus $Quot$ müssen daher neben der spezifischen Absorptionsfläche K_{abs} die molare Masse des Brandgutes u_{BrG} sowie die Zahl der C-Atome im Brandgut bekannt sein.

Für das Beispiel Heptan C_7H_{16} mit $n = 7$ (vgl. Kap. A.2.3.1) und $u_{BrG} = 100$ [g/mol] gilt

$$Y_S = \frac{83000}{K_{abs}} \cdot \frac{8,3143}{101325} \cdot \frac{7}{100} = \frac{0,47674}{K_{abs}} \quad (\text{A.77})$$

bei einem im Mittel für sämtliche durchgeführten Heptanbrände geltenden $Quot = 83000$ [K/m]. Für $K_{abs} = 11,830$ m²/g (nach /A.27/, der hier verwendeten Terminologie angepaßt) bestätigt sich der in der Literatur angegebene Wert $Y_S = 0,037$ kg/kg /A.27/ durch die Meßergebnisse in etwa zu

$$Y_S = \frac{0,47674}{11,830} = 0,040 \text{ [kg/kg]}. \quad (\text{A.78})$$

Im Falle eines unbekannten Brandgutes kann in Näherung des molekularen Aufbaus gemäß C_nH_{2n} und für die vollständige Verbrennung der Quotient n/u_{BrG} zu

$$\frac{n}{u_{BrG}} = \frac{n}{n \cdot 12 + 2 \cdot n \cdot 1} = \frac{1}{14} \text{ [mol / g]} \quad (\text{A.79})$$

geschätzt werden.

Der nach Gl. A.76 zu ermittelnde Rauchentstehungsanteil Y_S läßt sich nur als spezifisches Rauchpotential χ (also das Produkt aus Rauchentstehungsanteil Y_S und spezifischer Absorptionsfläche K_{abs})

$$\chi = Y_S \cdot K_{abs} \quad (\text{A.80})$$

angeben und damit quasi als 'sichttrübende Wirkung der Rauchentstehung', es sei denn, die spezifische Absorptionsfläche K_{abs} wäre bekannt.

Tabelle A.6 gibt Auszüge von in der Literatur zu findenden Rauchpotentialen wieder.

Tabelle A.6: Rauchentstehungsanteil Y_S , spezifische Absorptionsfläche K_{abs} und spezifisches Rauchpotential χ für die vollständige Verbrennung (entsprechend /A.27/; der hier verwendeten Terminologie angepaßt)

Brandgut	Y_S [kg/kg]	K [m ² /g]	χ [m ² /g]
Heptan	0,037	11,830	0,438
langkettige KWs	0,059	9,250	0,546
Polyethylen	0,06	8,830	0,530
PVC	0,172	5,360	0,922
PUR-Schaum (fest)	0,12	5,180	0,622

Unter Nutzung der verallgemeinerten spezifischen Absorptionsfläche von $K_{abs} \approx 9,250 \text{ m}^2/\text{g}$ für die Verbrennung langkettiger Kohlenwasserstoffe /A.27/ folgen die zugehörigen Rauchentstehungsanteile Y_S [kg/kg] aus dem ermittelten $Quot$ zu

$$Y_S = \frac{Quot}{K_{abs}} \cdot \frac{R}{p} \cdot \frac{n}{u_{Brg}} \approx \frac{Quot}{9,250} \cdot \frac{8,3143}{101325} \cdot \frac{1}{14} = 6,336 \cdot 10^{-7} \cdot Quot. \quad (\text{A.81})$$

Auf diese Weise berechnen sich die in Tab. A.7 aufgelisteten mittleren Rauchentstehungsanteile für die realen Brandgüter. Bei der Interpretation von Y_S hinsichtlich der Rauchpartikel-Entstehung ist zu beachten, daß auf der zurückgelegten Distanz von 100 m zwischen Brandherd und Meßort sowohl eine zeitliche Verschiebung als auch eine nicht mehr nachvollziehbare Vermischung von Brandgasen aus verschiedenen Phasen der Verbrennung zu berücksichtigen wäre und daß daher aus Y_S nur mittlere Entstehungsraten (aus den unterschiedlichen Verbrennungsphasen) von sichttrübenden Partikeln abgeleitet werden können. Aus diesem Grund ist in Tab. A.7 auch für einige Versuche ein Bereich für die ermittelten Werte angegeben worden (Versuche FS2, FA3, HF1)

Die vorgenommene Vereinfachung, ausschließlich von einer vollständigen Verbrennung auszugehen und sämtliche Rauchbildung mit der CO_2 -Entstehung zu koppeln, kann ebenfalls zu

Fehlern bei den berechneten Rauchentstehungsanteilen führen. Eine Splittung analog zur Ermittlung der Energiefreisetzungsrates in CO_2 - und CO -bezogene Rauchentstehungsraten (vgl. Kap. A.2.3) wäre theoretisch denkbar, erscheint aber nicht sinnvoll, da hierzu von jeweils konstanten Entstehungsquotienten ($v_{R \text{ vollst}}/v_{\text{CO}_2}$ und $v_{R \text{ unvollst}}/v_{\text{CO}}$) auszugehen wäre und dieser Ansatz im Falle der unvollständigen Verbrennung mit großer Wahrscheinlichkeit unzutreffend ist (über der Branddauer veränderte spezifische Absorptionsflächen K_{abs} , Partikelgrößen, -oberflächenstruktur und -emissionsgrad).

In den hier durchgeführten Versuchen dürfte aufgrund der geringen gemessenen CO -Konzentration der Anteil der aus einer unvollständigen Verbrennung (Verschmelzung) hervorgegangenen Rauchpartikel i.d.R. vergleichsweise gering sein. Weiterhin zeigen gerade Kunststoffe - im Gegensatz zu Holz z.B. - für den Fall der Verschmelzung eher eine geringere Rauchbildung als bei vollständiger Verbrennung /A.23/.

Tabelle A.7: Ermittelte Rauchentstehungsanteile Y_S und spezifisches Rauchpotential χ (bei einer mittleren spezifischen Absorptionsfläche von $K = 9,250 \text{ m}^2/\text{g}$)

Brandversuch		Quot [K/m]	Y_S [kg/kg]	χ [m ² /g]
Blech-PKW	C11	150000	0,095	0,88
Plastik-PKW	C21	130000	0,08	0,74
Bus	B11	80000	0,05	0,46
TIR-Truck	HF1	30000 - 40000	0,02 - 0,025	0,19-0,23
Stahl-U-Bahnwagen	F31	160000	0,10	0,92
Alu-U-Bahnwagen	F42	130000	0,08	0,74
Stahl-IC-Zug-Wagen	F11	(60000)	(0,04)	(0,37)
Stahl-ICE-Zug-Wagen	FS2	50000 - 90000	0,03 - 0,055	0,28-0,51
Teil Alu-ICE- & 1/2 Stahl-D-Zug-Wagen	FA3	50000 - 70000	0,03 - 0,045	0,28-0,42

A.2.7 Abschätzung von Druckverlusten

Anders als die meisten Verkehrstunnel ist der für das Versuchsprogramm genutzte Tunnel sehr uneben in seinen Umfassungsstrukturen. Hierbei lassen sich die unregelmäßigen Gesteinsvor- und -rücksprünge mit etwa 20 cm einschätzen. Zur Abschätzung der Druckverluste aufgrund dieser Tunnelrauigkeit ist die Gasströmung hinsichtlich ihres Turbulenzgrades bei gegebener

Längsströmungsgeschwindigkeit zu beurteilen. Die relevante Kenngröße hierzu ist die Reynolds-Zahl Re :

$$Re = \frac{\rho \cdot v \cdot \phi_{hydr}}{\eta} \quad (A.82)$$

Der hydraulische Durchmesser ϕ_{hydr} der durchströmten Tunnelröhre mit den mittleren Abmessungen von $6,3 \text{ m} \cdot 5,2 \text{ m}$ berücksichtigt als wirkungsäquivalenter Durchmesser einer Röhre mit Kreisprofil die anders geartete Querschnittsform. Für ein Rechteckprofil berechnet sich der hydraulische Durchmesser gemäß

$$\phi_{hydr} = \frac{4 \cdot A}{U} = \frac{2 \cdot b \cdot h}{b + h} \quad (A.83)$$

Bei einer dynamischen Viskosität von $\eta = 17,5 \cdot 10^{-6} \frac{\text{kg}}{\text{m} \cdot \text{s}}$ und einer Dichte von $\rho = 1,29 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ für kalte Luft ergeben sich damit für die gegebenen Geschwindigkeiten von mindestens $0,24 \text{ m/s}$ Reynolds-Zahlen, die mehr als 100000 betragen und so mit Sicherheit eine turbulente Strömung charakterisieren. Für Rohrströmungen geht man von einer turbulenten Strömung ab $Re_{krit} = 2300$ aus.

In die Ermittlung der Rohrreibungszahl ξ /A.28/, auch 'Strömungswiderstandsbeiwert' genannt, mit deren Hilfe (Gesetz von Darcy) der Druckverlust für die stationäre Strömung nach

$$\Delta p_{ström} = \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot v^2 \cdot \xi \cdot \frac{L}{\phi_{hydr}} \quad (A.84)$$

berechnet werden kann, geht weiterhin die relative Rauigkeit $\Delta z / \phi_{hydr}$ der durchströmten Röhre ein. Die Strömungsgrenzschicht läßt sich hinsichtlich ihrer Dicke gemäß

$$\delta_{Grenz} \approx \phi_{hydr} \cdot \frac{62,723}{Re^{0,875}} \quad (A.85)$$

abschätzen. Für Reynolds-Zahlen von mehr als 100000 erreicht sie damit Werte von weniger als $0,26 \text{ cm}$, die damit kleiner sind als die etwa 20 cm betragenden Gesteinsvor- und -rücksprünge. Bild A.25 aus /A.28/ stellt den Zusammenhang zwischen Rohrreibungszahl ξ (im Bild λ genannt) und Reynolds-Zahl Re bzw. dem Kehrwert zur relativen Rauigkeit $\phi_{hydr} / \Delta z$ (im Bild mit d/k bezeichnet) dar.

Die funktionalen Zusammenhänge $\xi(Re, \Delta z / \phi_{hydr})$ im Bild A.25 lassen sich in vier Gebiete aufteilen: Für die laminare Strömung mit Reynolds-Zahlen $Re \leq 2300$ gilt ein linearer Zusammenhang $\xi(Re)$, für die 'glatte Rohrströmung' mit Erhebungen um $\Delta z \approx 0$ werden die minimalen Widerstandsbeiwerte für die turbulente Strömung entlang der unteren Kurve ebenfalls nach einer Funktion $\xi(Re)$ berechnet. Die horizontal verlaufenden Linien, in der Graphik oben rechts, stehen für die vollständig ausgebildete Rauigkeitsströmung mit $\xi(\Delta z / \phi_{hydr})$, wobei zur Berechnung der Rohrreibungszahl ξ die Strömungsgeschwindigkeit, implizit in Re enthalten, vernachlässigt werden kann. Der Übergangsbereich zwischen glattem und rauhem Strömungsverhalten wird durch eine gleichzeitige Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl und der

relativen Rauigkeit $\xi(Re, \Delta z / \phi_{hydr})$ kennzeichnet. Hier müßte ein Strömungsverhalten wiederzufinden sein, bei welchem die Grenzschichtdicke δ_{Grenz} kleiner ist als die Unebenheiten der rauhen Oberfläche.

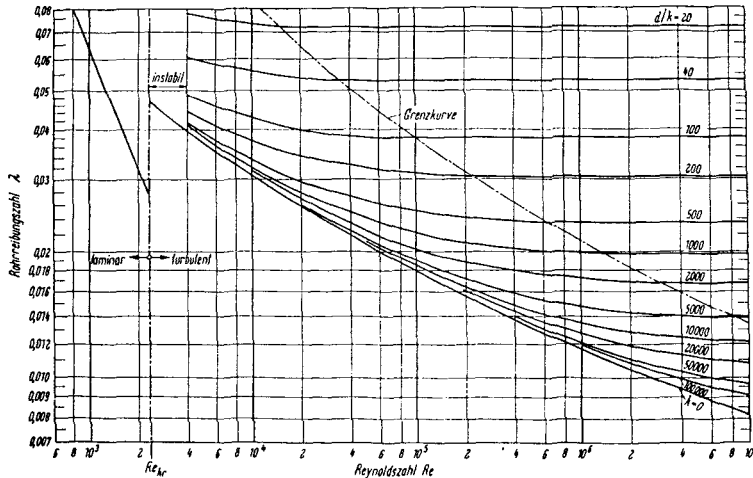


Bild A.25: Rohrreibungszahl λ (im Text ξ) in Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl Re und dem Kehrwert der relativen Rauigkeit d/k (im Text $\phi_{hydr} / \Delta z$) - aus /A.28/

Im Kalten wurde zur Untersuchung der Druckverluste bei einem Differenzdruck von 250 Pa ($= p_1 - p_0$) über dem in Betrieb genommenen Axialventilator (vgl. Bild A.26) eine Längsströmung in der Mitte der Tunnelröhre von 3,5 m/s /A.3/ gemessen. Bei turbulenter Strömung kann etwa der 0,8-fache Wert als Durchschnittsgeschwindigkeit zugrundegelegt werden; das entspricht einem $\bar{v} \approx 2,8$ m/s und einer Reynolds-Zahl von $Re \approx 1,176 \cdot 10^6$. Aus

$$\frac{1}{\sqrt{\xi}} = -2 \cdot \lg \left(\frac{2,51}{Re \cdot \sqrt{\xi}} + \frac{\Delta z}{\phi_{hydr} \cdot 3,71} \right) \quad (A.86)$$

für den Übergangsbereich zwischen glattem und rauhem Strömungsverhalten (nach Colebrook, /A.28/) resultiert damit ein Widerstandsbeiwert von $\xi \approx 0,061$ für das vorliegende Beispiel, der genauso unter Verwendung der Gleichung für die vollständig ausgebildete Rauigkeitsströmung (nach Nikuradse /A.28/)

$$\xi = \left(\frac{1}{2 \cdot \lg(\phi_{hydr} / \Delta z) + 1,4} \right)^2 = 0,061 \quad (A.87)$$

ermittelt worden wäre.

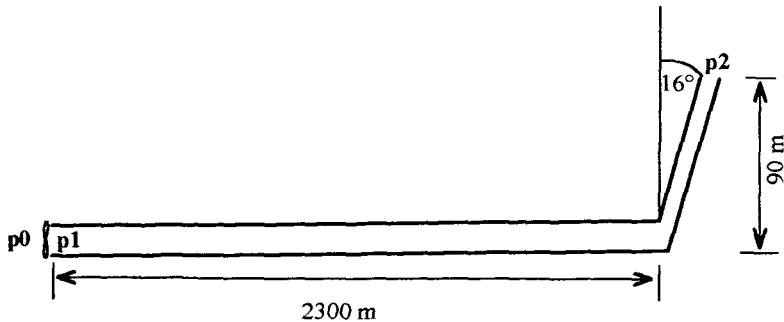


Bild A.26: Tunnelgeometrie und Druckmeßorte bei der Kontrollmessung zu Strömungs-Druckverlusten (vgl. auch Bild A.1)

Die Druckverluste für die stationäre turbulente Strömung lassen sich nun nach Gl. A.84, proportional zum Quadrat der Geschwindigkeit v ermitteln.

Zusammen mit Druckverlusten aus plötzlichen Querschnittsänderungen $\Delta p_{\text{Quersch}}$ (hier im Falle einer Querschnittsverengung /A.5/):

$$\Delta p_{\text{Quersch}} \approx (0,5 - 0,5 \cdot \frac{A_2}{A_1}) \cdot \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot v_2^2 \quad (\text{A.88})$$

oder plötzlichen Richtungswechseln Δp_{Richt} resultiert ein gesamter Druckverlust von

$$\Delta p_{\text{Verlust}} = \Delta p_{\text{ström}} + \Delta p_{\text{Quersch}} + \Delta p_{\text{Richt}} \quad (\text{A.89})$$

Die Impulsbilanzgleichung /A.28/ lautet damit für die zwei Meßorte 1 und 2 im Bild A.26:

$$p_1 + \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot v_1^2 + g \cdot \rho \cdot h_1 = p_2 + \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot v_2^2 + g \cdot \rho \cdot h_2 + \Delta p_{\text{Verlust}} \quad (\text{A.90})$$

Für die Geschwindigkeit v_2 im nur 9 m² messenden Erzeinwurfsschacht kann nach dem Kontinuitätsgesetz

$$\dot{M} = \dot{V} \cdot \rho = A \cdot v \cdot \rho = \text{const.} \quad (\text{A.91})$$

zur mittleren Geschwindigkeit $\bar{v}_1 = 2,8$ m/s in der horizontalen Röhre eine mittlere Geschwindigkeit von $\bar{v}_2 = 10,2$ m/s ermittelt werden (vgl. Bild A.26 und Tab. A.8). Hierzu wurde für den Strömungsfaden eine konstante Dichte angenommen.

Damit berechnet sich der Druckverlust über der gesamten Tunnelröhre für die in Bild A.26 skizzierten Meßorte '1' und '2' gemäß Gl. A.90 zu

$$(p_0 + 250) + \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot v_1^2 = (p_0 - g \cdot \rho \cdot \Delta h) + \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot v_2^2 + g \cdot \rho \cdot \Delta h + \Delta p_{\text{Verlust}} \quad (\text{A.92})$$

mit

$$\Delta p_{\text{Verlust}} = \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot v_1^2 \cdot \xi_1 \cdot \frac{L_1}{\phi_{\text{hydr 1}}} + \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot v_2^2 \cdot \left(\xi_2 \cdot \frac{L_2}{\phi_{\text{hydr 2}}} + \zeta_{\text{Richt}} + 0,5 - 0,5 \cdot \frac{A_2}{A_1} \right), \quad (\text{A.93})$$

wobei für den Richtungswechsel zwischen Horizontaltunnel und Schacht für ein 74°-Kniestück eines rauen, runden Rohres $\zeta_{\text{Richt}} \approx 0,88 = \text{const. /A.29/}$ veranschlagt werden könnte und ξ_2 analog ξ_1 nach Gl. A.86 oder Gl. A.87 ermittelt werden muß (Tab. A.8). Es müßte also gelten:

$$250 = \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot v_1^2 \cdot \left(\xi_1 \cdot \frac{L_1}{\phi_{\text{hydr 1}}} - 1 \right) + \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot v_2^2 \cdot \left(\xi_2 \cdot \frac{L_2}{\phi_{\text{hydr 2}}} + 0,88 + 0,5 - 0,5 \cdot \frac{A_2}{A_1} + 1 \right), \quad (\text{A.94})$$

bzw.

$$\Delta p_{\text{Verlust}} = 250 + \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot v_1^2 - \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot v_2^2 = 188. \quad (\text{A.95})$$

Gl A.94 lautete für die zugrundegelegten Widerstandsbeiwerte jedoch

$$250 = 442 \text{ [Pa]} ! \quad (\text{A.96})$$

Tabelle A.7: Strömungsrelevante Größen für den Horizontaltunnel (Index 1) bzw. den Erzeinwurfsschacht (Index 2)

mittlere Werte der Rohrabschnitte	Horizontaltunnel (Index 1)	Schacht (Index 2)
Breite · Höhe [m · m]	6,3 · 5,2	3,0 · 3,0
Hydraulischer Durchmesser [m]	5,7	3,0
Länge [m]	2300	94
Querschnittsfläche [m ²]	32,76	9,00
Geschwindigkeit [m/s]	2,8	10,2
Widerstandsbeiwert [-] (für $\Delta z \approx 0,2 \text{ m}$)	0,061	0,082
Widerstandsbeiwert [-] (nach Messung)	0,023	0,027

Wird umgekehrt für den Horizontaltunnel und den Schacht gleiche Rauigkeit der Oberfläche Δz unterstellt, so folgte aus Gl. A.94 mit

$$\xi_1(\xi_2) = \frac{\xi_2}{\left(1 + \sqrt{\xi_2} \cdot 2 \cdot \lg \frac{\phi_{hydr 1}}{\phi_{hydr 2}}\right)^2} \quad (\text{aus Gl. A.87}) \quad (\text{A.97})$$

$$\xi_2 = 0,0274 \text{ und } \xi_1 = 0,0230, \quad (\text{A.98})$$

was nach Gl. A.87 einem Δz von $\Delta z \approx 1,07 \text{ cm}$ entspricht. Dieser so berechnete Rauigkeitswert Δz liegt in der Größenordnung der Grenzschichtdicke (6-fach für ξ_1 und 20-fach für ξ_2).

In jedem Falle entsprechen die Messung und die Abschätzung nach Gl. A.86 bzw. A.87 einander nicht. Dies könnte daran liegen, daß diese Gleichungen für Rohrströmungen für den hier vorliegenden Maßstab nicht mehr zutreffend sind.

Für die Nachrechnungen unter Kapitel B soll der Mittelwert der Widerstandsbeiwerte aus beiden Abschätzungen (Tab. A.8) verwendet werden.

A.2.8 Wärmeübergang und Emissionsgrad

Neben einem Einfluß auf das Strömungsverhalten der Gase im Tunnel bestehen auch Auswirkungen der großen Oberflächenrauigkeit und damit der vergrößerten Innenoberfläche der Tunnelwandung auf die Energieabgabe an die Umfassungsbauteile. Der eintretende Wärmestrom wird proportional zur umhüllenden Oberfläche berechnet:

$$\dot{Q} = \dot{q} \cdot A = \alpha \cdot (T_G - T_O) \cdot A \quad (\text{A.99})$$

und setzt sich aus einem konvektiven und einem radiativen Teil zusammen:

$$\dot{Q} = (\dot{q}_{kon} + \dot{q}_{rad}) \cdot A = (\alpha_{kon} + \alpha_{rad}) \cdot (T_G - T_O) \cdot A. \quad (\text{A.100})$$

Entsprechend läßt sich der Wärmeübergangskoeffizient α in einen konvektiven und einen radiativen Anteil aufsplitten :

$$\alpha = \alpha_{kon} + \alpha_{rad}. \quad (\text{A.101})$$

Im Tunnel wurden Messungen der Erwärmung von unter der Tunnelfirste sowie von an der Wand in etwa halber Tunnelhöhe angebrachten Beton-Meßsteinen durchgeführt. Hierzu waren diverse Thermolemente in diese Meßsteine in definierter Tiefe einbetoniert worden. Ausgehend von den gemessenen Temperaturprofilen läßt sich die insgesamt eintretende Wärmestromdichte \dot{q} , und die Temperatur an der Meßstein-Oberfläche T_O unter Verwendung temperaturabhängiger Stoffgrößen ρ , λ und c_p (vgl. Tab. A.9) aus den in den Bauteil-Scheibensegmenten gespeicherten und fortgeleiteten Energien mit Hilfe der Fourier'schen Differen-

tialgleichung der Wärmeleitung (hier eindimensional wiedergegeben)

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{c_p \cdot \rho} \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad (\text{A.102})$$

berechnen. Nach Gl. A.99 können dann die Wärmeübergangskoeffizienten ermittelt werden. Detaillierte Angaben über die konkrete Vorgehensweise sowie Ergebnisse zu diversen Raum-Brandversuchen sind in /A.30/ zu finden.

Tabelle A.9: Stoffwerte für das Tunnel-Quarzitgestein und die Beton-Meßsteine

	Beton	Quarzit-Tunnel-Naturstein
Wärmeleitfähigkeit λ [W/(mK)]	1,1	3,0
Dichte ρ [kg/m ³]	2340	2680
Spez. Wärmekapazität c_p [J/(kgK)]	880	970
Temperaturleitzahl a [10 ⁻⁶ ·m ² /s]	0,53	1,15
Wärmeeindringzahl b [J/(m ² Ks ^{1/2})]	1505	2793
Emissionsgrad ε [-]	um 0,9	um 0,9

Bild A.27 zeigt beispielhaft die Bauteilerwärmung eines Deckenmeßsteines für den Bus-Brand. Weiterhin eingetragen ist die hieraus berechnete Oberflächentemperatur. In Bild A.28 sind zum Vergleich berechnete und gemessene Oberflächentemperaturen für den Beton-Meßstein bei +20 m sowie eine direkt neben dem Meßstein am Spritzbeton über dem Quarzit-Tunnelgestein gemessene Oberflächentemperatur dargestellt. Im Tunnelgestein konnte wegen der Gesteins-härte und der für eine solche Berechnung notwendigen hohen Genauigkeit bei der Plazierung der eingebrachten Thermoelemente kein Temperaturprofil gemessen werden.

Im allgemeinen zeigen sich für die Berechnung und Messung der Oberflächentemperaturen der Betonmeßsteine und des rohbelassenen sowie mit Spritzbeton geschützten Tunnelgesteins relativ gute Übereinstimmungen. Dieses legt den Schluß vergleichbarer thermischer Energieverluste an die Umfassungsbauteile nahe für einen Vergleich der im 'naturbelassenen' Versuchstunnel durchgeführten Brandversuche mit hypothetischen gleichartigen Brandversuchen in einem mit Beton ausgekleideten, ansonsten identisch gestalteten Tunnel. Diese Überlegung hat Einfluß auf die Übertragbarkeit und damit Bewertung der gemessenen Gastemperatur-Entwicklungen und -Verteilungen auf anders ausgekleidete Tunnel.

In Tab. A.9 sind die für das Quarzit-Tunnelgestein ermittelten (Dichte) bzw. der Literatur entnommenen Stoffwerte und die für den Beton zur Berechnung von Oberflächentemperatur und

Wärmestromdichte verwendeten temperaturabhängigen Materialwerte - hier für den Bereich der Umgebungstemperatur - zusammengestellt. Es zeigt sich allerdings bei Umgebungstemperatur für das Tunnelgestein ein um Faktor 1,86 vergrößertes Wärmeeindringverhalten b

$$b := \lambda \cdot \rho \cdot c_p \quad (\text{A.103})$$

im Vergleich zum Beton, was einer Unterschätzung der sich einstellenden, absoluten Gastemperaturen im Tunnel bei einer korrekturlosen Übertragung der Versuchsergebnisse auf einen Beton-umkleideten Tunnel entsprechen würde.

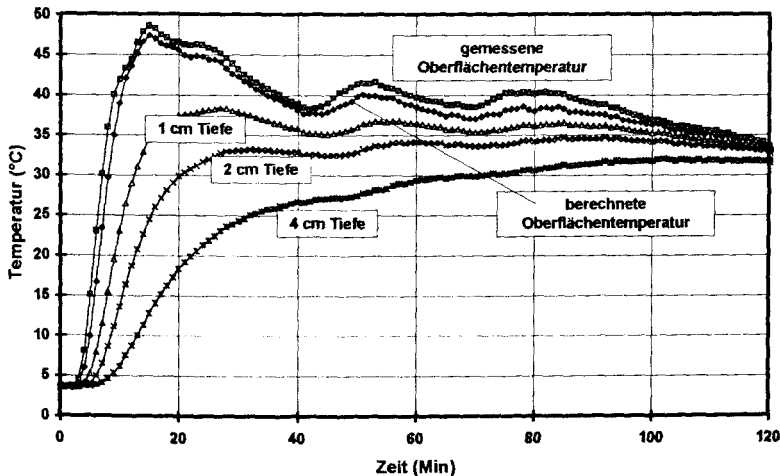


Bild A.27: Erwärmung des Beton-Deckenmeßsteins bei -30 m - im Bus-Brandversuch B11

In der oberen Darstellung in Bild A.29 sind die während des Versuches F11 aufgetretenen Maximalwerte der Innen- und berechneten Oberflächentemperaturen der Deckenmeßsteine sowie die 10 cm vor der Meßsteinoberfläche maximal gemessene Gastemperatur über der Tunnellänge aufgetragen. Die Abbildung darunter zeigt für denselben Versuch die aus den gemessenen Innentemperaturen berechneten, maximalen Wärmestromdichten \dot{q} für diese Meßsteine.

Die für den Deckenmeßstein bei ± 0 m berechnete maximale Oberflächentemperatur (78. Minute) überschreitet geringfügig die vor diesem Meßstein maximal erreichte Heißgastemperatur (76. Minute). Da für den konvektiven Wärmeübergang die Temperatur der vorbeistreichenden Heißgase entscheidend ist, deutet dieser Zusammenhang auf eine Dominanz des radiativen Erwärmungseinflusses hin; hier können in Brandherdnähe - je nach Einstrahlzahl und optischer Dichte der Rauchgase - die höheren Flammentemperaturen entscheidenden zusätzlichen Einfluß haben.

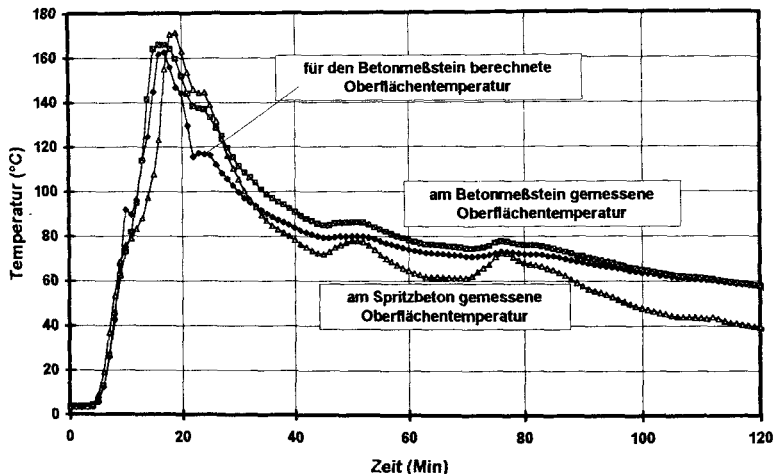


Bild A.28: Berechnete und gemessene Oberflächentemperaturen für den Meßort +20 m in ca. 3,5 m Höhe - im Bus-Brandversuch B11

Der zeitliche Verlauf des Wärmeeintrages ist für die Meßsteine bei ± 0 m und bei +30 m dem Bild A.30 zu entnehmen. Die zugehörigen, berechneten Wärmeübergangskoeffizienten in ihrem zeitlichen Verlauf zeigt Bild A.31. Der Wärmeübergangskoeffizient α wurde als Quotient aus Wärmestromdichte und Temperaturdifferenz zwischen Gastemperatur (10 cm vor dem Meßstein) und Oberflächentemperatur gemäß Gl. A.99' gebildet.

$$\alpha = \frac{\dot{q}}{T_G - T_O} \quad (\text{A.99'})$$

Es zeigen sich insbesondere für den Deckenmeßstein bei ± 0 m direkt über der Brandlast heftige zeitliche Wertschwankungen bis hin zu negativen und unendlichen Werten. Diese rühren daher, daß bei der Zusammenfassung eines radiativen und eines konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten zu einem gemeinsamen Wärmeübergangskoeffizienten nach Gl. A.100 - als Quotienten aus Wärmestromdichte und Temperaturdifferenz zwischen Gastemperatur und Oberflächentemperatur (Gl. A.95) - zwar für die Konvektion die relevante treibende Temperaturdifferenz berücksichtigt wird, für die Strahlung aber, insbesondere im Brandnahbereich mit Flammeneinwirkung usw., durch die 10 cm vor der Bauteiloberfläche gemessene Gastemperatur keineswegs eine stellvertretende 'strahlungsrelevante' Temperatur repräsentiert wird:

$$\dot{q} = \dot{q}_{kon} + \dot{q}_{rad} = \alpha_{kon} \cdot (T_G - T_O) + \alpha_{rad} \cdot (T_{rad} - T_O) \neq (\alpha_{kon} + \alpha_{rad}) \cdot (T_G - T_O). \quad (\text{A.104})$$

In Folge lassen sich bei hohem radiativen Energieeintrag in ein solches brandherdnahes Bauteil negative Temperaturdifferenzen zwischen der Temperatur des umgebenden Gases und derjenigen der Bauteiloberfläche messen, was bedeutet, daß das Bauteil selber konvektiv Energie an die umgebenden Gase abzugeben in der Lage ist.

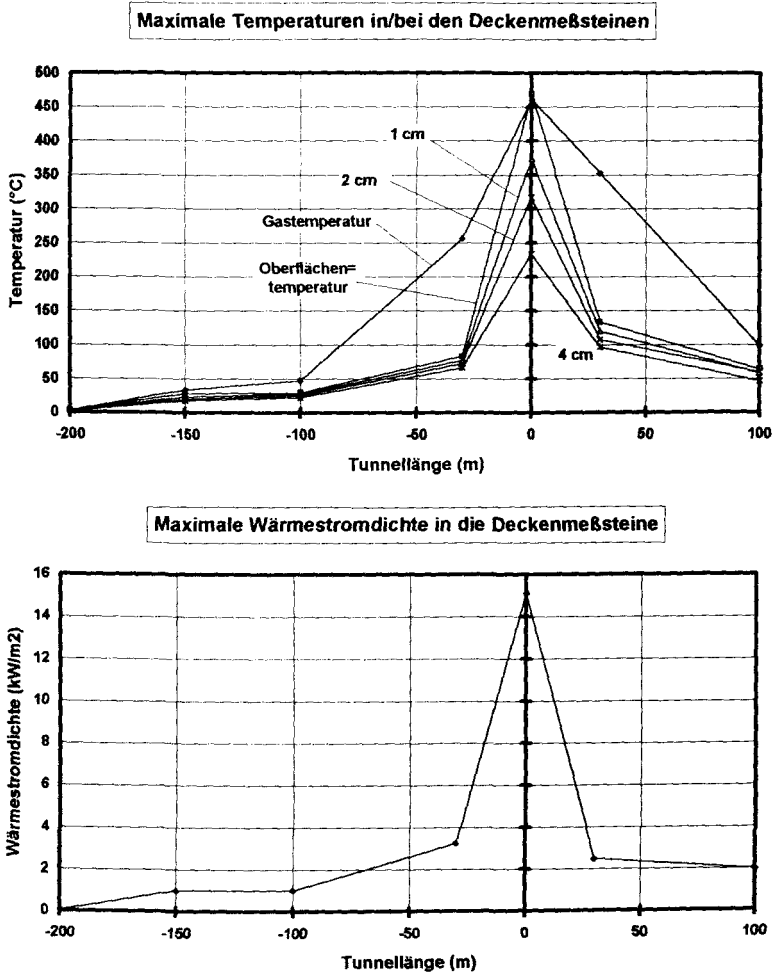


Bild A.29: Maximale gemessene Innen- und berechnete Oberflächentemperaturen der Beton-Deckenmeßsteine und maximale Gastemperaturen 10 cm vor der Meßsteinoberfläche sowie maximale, aus den Innentemperaturen berechnete Wärmestromdichten der Beton-Deckenmeßsteine - im Versuch F11

Diese ideelle stellvertretende 'strahlungsrelevante' Temperatur T_{rad} wird eigentlich unter Berücksichtigung von Einstrahlzahlen, Strahlertemperaturen, dem Transmissions- und Emissionsvermögen der umhüllenden Heißgase bestimmt. Eine detaillierte Untersuchung dieser Problematik ist in /A.30/ zu finden.

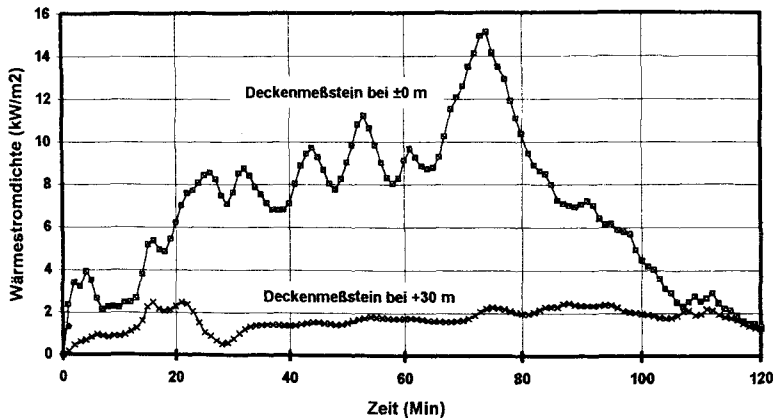


Bild A.30: Zeitlicher Verlauf der Wärmestromdichten für die Deckenmeßsteine bei ± 0 m und bei +30 m im Versuch F11

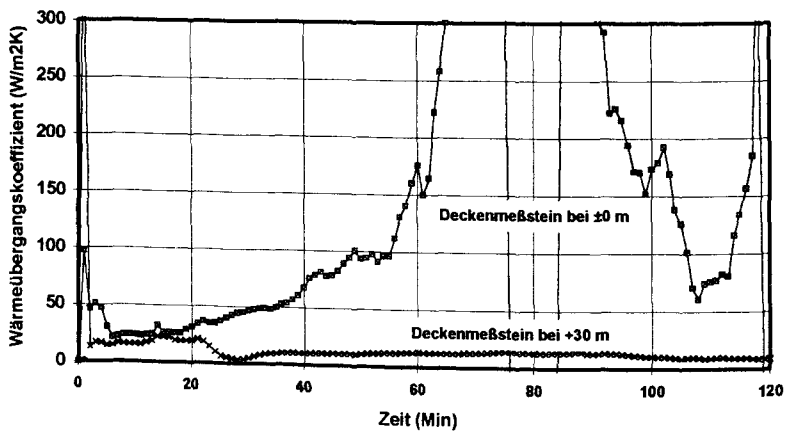


Bild A.31: Zeitlicher Verlauf der berechneten Wärmeübergangskoeffizienten für die Deckenmeßsteine bei ± 0 m und bei +30 m im Versuch F11

Unter Vernachlässigung dieser komplexen Zusammenhänge soll auch hier versucht werden, den radiativen Erwärmungsanteil in etwa abzuschätzen, um auf der Grundlage dieser Überlegungen den temperaturabhängigen Emissionsgrad des Quarzit-Tunnelgesteins (und der Betonmeßsteine) zu bestimmen.

Der radiative Wärmeübergang ist durch die radiative Energieaufnahme von den diversen, mit dem betrachteten Körper im Strahlungsaustausch stehenden Körpern sowie seiner eigenen Strahlungsemission, die gemäß dem Stefan-Boltzmann'schen Gesetz

$$q_{emit} = \varepsilon \cdot \sigma_{StB} \cdot T_O^4 \quad (A.105)$$

für einen jeden Körper gemäß der 4. Potenz der eigenen Oberflächentemperatur T_O geschieht, geprägt. Hierbei wird für die Tunnelwandungen vereinfachend von einem näherungsweise 'Grauen Strahler' ausgegangen, d.h. der Emissionsgrad $\varepsilon(\lambda_{Welle})$ zeigt keine Abhängigkeit von der Wellenlänge der emittierten Strahlung. Weiterhin ist für ε an sich eine Winkelabhängigkeit zu beachten, die einzig beim diffusen Strahler vernachlässigt werden kann. Nach dem Kirchhoff'schen Gesetz gilt für diffuse Strahler im Temperaturgleichgewicht, daß der (wellenlängenabhängige) Absorptionsgrad a gleich dem Emissionsgrad ε ist und daß damit für einen Grauen

Strahler der absorbierte Anteil q_{abs} der auftreffenden Energie q_{auf} gemäß

$$q_{abs} = \varepsilon \cdot q_{auf} \quad (A.106)$$

bestimmt wird. Die radiative Energiebilanz für eine diffus strahlende, graue Oberfläche erbringt demnach einen eintretenden radiativen Wärmestrom q_{rad} von

$$q_{rad} = q_{abs} - q_{emit} = \varepsilon \cdot q_{auf} - \varepsilon \cdot \sigma_{StB} \cdot T_O^4. \quad (A.107)$$

Stehen mehrere, als grau und diffus angenommene Strahler (Körper) im Strahlungsaustausch, so muß für die einzelnen Emissionsgrade ε_i und Oberflächentemperaturen T_i unter Zuhilfenahme der Einstrahlzahlen

$$\varphi_{1 \rightarrow 2} = \int \left(\frac{1}{\pi} \int \frac{\cos \beta_1 \cdot \cos \beta_2}{s^2} \cdot dA_2 \right) \cdot dA_1 \quad (A.108)$$

welche das Winkelverhältnis zwischen den Flächensegmenten dA_i jeweils zweier einander 'anvisierender' Körper bezeichnet, eine Energiebilanz aller radiativ abgegebenen und aufgenommenen Energien gebildet werden. Dieses ist erkennbar nicht ganz einfach, insbesondere im Brandnahbereich, wo wegen ihres Einflusses mit der 4. Potenz der Temperatur auch die Flammen zu berücksichtigen sind. Für Flammen und Rauchgase sind die Emissionsgrade, die insbesondere bei den Rauchgasen stark spektralabhängig sind, aus der 'Schichtdicke' und der Gaszusammensetzung (H_2O -, CO_2 - und Rußanteil) zu bilden /A.5/ (vgl. auch B.1.1.2).

Werden vereinfachend auch rußige Rauchgase als Graue Strahler angesehen, so könnte (im Brandfernereich) vereinfachend für den 2-Körper-Strahlungsaustausch der als parallel angenommenen Oberflächen 'Gas' (Index G) und 'Bauteil-Oberfläche' (Index O) die radiative Energieaufnahme des Bauteiles zu

$$q_{rad} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_G} + \frac{1}{\varepsilon_O} - 1} \cdot \sigma_{StB} \cdot (T_G^4 - T_O^4) \quad (A.109)$$

geschätzt werden. Wird zudem für die Gase ein relativ großer Emissionsgrad $\varepsilon_G \approx 1$ angenom-

men, so folgt

$$\dot{q}_{rad} = \varepsilon_O \cdot \sigma_{SiB} \cdot (T_G^4 - T_O^4). \quad (A.110)$$

In den Versuchen sind Strahlungs-pyrometer zum Einsatz gekommen, die für einige Versuche auf das Tunnelgestein und für andere Versuche auf die Betonmeßsteine gerichtet waren. Für die von den eingesetzten Strahlungs-pyrometern ausgegebene Temperatur T_P , welche der Strahlertemperatur eines Schwarzen Strahlers ($\varepsilon = 1$) zur insgesamt über alle Frequenzen vom Pyrometer (Bolometer) aufgenommenen Strahlungsenergie entspricht, gilt damit ein Energie-eintrag gemäß:

$$\dot{q}_{Pyro\ in} = 1 \cdot \sigma_{SiB} \cdot T_P^4. \quad (A.111)$$

Damit gilt für die in das vom Pyrometer anvisierte Bauteil eintretende radiative Energie \dot{q}_{rad} unter Verwendung von Gl. A.107:

$$\dot{q}_{rad} = \frac{\varepsilon_O}{1 - \varepsilon_O} \cdot \sigma_{SiB} \cdot (T_P^4 - T_O^4) \quad (A.112)$$

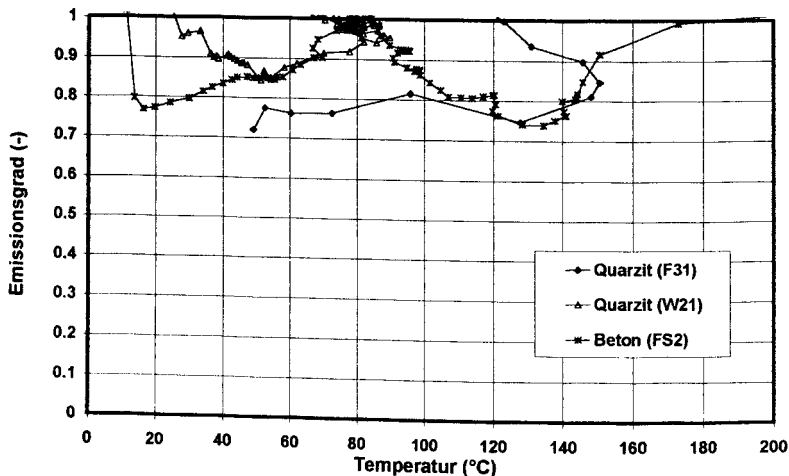


Bild A.32: Temperaturabhängiger Emissionsgrad der Beton-Meßsteine und des Quarzit-Tunnelgesteins

(Quarzit: 88,5 % SiO_2 (Quarz), 9,3 % $CaAl_2Si_2O_8$ (Anorthit) und 2,2% $KAl_2Si_3AlO_{10}$ (Muskovit))

wegen

$$\dot{q}_{weg} = (1 - \varepsilon_O) \cdot \dot{q}_{auf} + \varepsilon_O \cdot \sigma_{StB} \cdot T_O^4 = \dot{q}_{Pyro\ in} \quad (A.113)$$

Somit läßt sich der Emissionsgrad ε_O der Bauteiloberfläche aus Gl. A.110 und Gl. A.112 zu

$$\varepsilon_O = \frac{T_G^4 - T_P^4}{T_G^4 - T_O^4} \quad (A.114)$$

berechnen (Bild A.32).

Bild A.32 stellt in Abhängigkeit von der Oberflächentemperatur die nach Gl. A.114 ermittelten Emissionsgrade vom Beton der Beton-Meßsteine und vom Tunnelgestein dar (vgl. Tab. A.9). Eine Temperaturabhängigkeit läßt sich aus diesen Rechenwerten nicht eindeutig feststellen. Der Emissionsgrad wird sowohl für Beton als auch für das Quarzit-Tunnelgestein mit etwa 0,9 ermittelt.

Der konvektive Wärmeeintrag läßt sich nun gemäß Gl. A.100 abschätzen. Der konvektive Wärmeübergangskoeffizient α_{kon} spiegelt dabei durch die temperaturabhängigen Stoffeigenschaften (Zähigkeit, Leitfähigkeit) das Strömungsverhalten der an der wärmebeaufschlagten Oberfläche (Anströmprofil, Oberflächenrauigkeit) vorbeistreichenden Gase wieder. Unter Zuhilfenahme der dimensionslosen Kennzahlen: Reynoldszahl Re , Nußelt-Zahl Nu und Prandtl-Zahl Pr läßt sich $\alpha_{kon} \neq \text{const.}$ ermitteln /A.30/.

Jedoch zeigt sich, daß sich eine detaillierte Aufschlüsselung der einzelnen Einflußgrößen auf den konvektiven und radiativen Wärmeübergang aus solchen Meßwerten äußerst komplex und umfangreich gestaltet; sie soll daher auch nicht Gegenstand der Untersuchung sein. Es soll hier weiterhin nicht verschwiegen werden, daß die hohe Luftfeuchtigkeit in Zusammenarbeit mit der wiederholten Belastung äußerst aggressiver Brandgase sehr schnell zu einem Ausfall etlicher Thermoelemente in den unter großem Aufwand in den unwegsamen Versuchstunnel eingebrachten (und gelegentlich ausgetauschten) Decken- und Wandmeßsteinen und damit zu einer nur sehr schwachen Verwertbarkeit dieser Teilergebnisse des Versuchsprogramms geführt hat.

Insofern sollen für eine Einschätzung des Wärmeübergangs bei der Modellbildung der Tunnelbrände (in Teil B) die Ergebnisse aus dem oben erwähnten Forschungsprojekt zur Untersuchung der Wärmeübergangsbedingungen auf Bauteile bei Raumbränden /A.30/ herangezogen werden, zumal die wenigen Ergebnisse aus den Tunnelbrandversuchen in keinerlei Widerspruch zu diesen Resultaten stehen. Hierin wurde bestätigt, daß die Berechnung des konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten mit der von V. Babrauskas vorgeschlagenen Näherungs-Formel

$$\alpha_{kon} = 5 \cdot \sqrt[3]{T_G - T_O} \quad (A.115)$$

zur Einschätzung des konvektiven Wärmeübergangs für die turbulenten Gasbewegungen in Brandräumen eine realistische Einschätzung verspricht. Diese Gleichung A.115 ist eine für die rechnerische Brandsimulation üblicherweise gebrauchte Näherung (so auch beim Modell FI-GARO, s. B-Teil dieser Arbeit).

Einzig für die brandherdfernen Regionen im Tunnel ergeben sich Wärmeübergangskoeffizienten, die etwa $7 \text{ W/m}^2\text{K}$ i.d.R. nicht unterschreiten. In den Raum-Brandversuchen hingegen wurden minimale Wärmeübergangskoeffizienten von etwa $15 \text{ W/m}^2\text{K}$ für die Brandentstehungs- und Vollbrandphase ermittelt. Da für die brandherdfernen Meßsteine im Tunnel von einem hauptsächlich konvektiven Wärmeübergang auszugehen ist, soll bei der rechnerischen Brandsimulation neben Gl. A.115 $\alpha_{kon} \geq 7 \text{ W/m}^2\text{K}$ gelten.

A.3 Zusammenfassung und Kommentar

Im vorangegangenen Abschnitt A. der vorliegenden Arbeit wurden die Versuchs- und Meßergebnisse aus den Norwegischen Tunnelbrandversuchen hinsichtlich ihrer Nutzung für die rechnerische Brandsimulation mit einem Zonenmodell (Modell 'FIGARO', vgl. Abschnitt B.) durchgesehen und ausgewertet.

Versuchsspezifische Parameter wie der Tunnel-Höhenverlauf, die hohe Luftfeuchtigkeit und die große Oberflächenrauigkeit des Versuchstunnels sind in ihren Einflüssen auf die Versuchsergebnisse im Auge zu behalten.

Am Beispiel der Heptan-Brandversuche, die sich durch konstante Vorgabe der jeweils unabhängig voneinander variierten Parameter 'Längslüftung' und 'Energiefreisetzung' auszeichnen, läßt sich nachvollziehen, daß beide Parameter Einfluß nehmen auf die entstehenden Heißgasmassen, -temperaturen, Sichteinschränkungen und Gaskonzentrationen sowie deren Verteilung im Tunnel.

Die Stabilität und Form der sich ausbildenden Schichtung heißer Gase über kühlerer Tunnelluft sowie die Mächtigkeit dieser 'Heißgasschicht' sind abhängig von Energiefreisetzung und Längslüftung. Für die Verteilung der Heißgase ist auch die geringe Steigung des Tunnels von nur 1 % im Brandnabereich zu berücksichtigen. Für Geschwindigkeiten von nur 0,6 m/s zeigt sich auf der (i.d.R. höhergelegenen) Leeseite (strömungsabgewandte Seite) des Brandherdes kein stufenförmig ausgebildeter Temperaturgradient über der Tunnelhöhe mehr (erkennbar an der fehlenden Verdichtung der Isothermen auf der Leeseite in den Bildern A.3 bis A.6). Die auf dieser Brandherdseite stationär aufgestellte Kamera registriert mit einer durchgehenden Trübung der Tunnelluft keine Rauchgasschichtung. Für die räumlich ausgedehnten Fahrzeug-Brandlasten ist sicherlich von einem erhöhten Turbulenzgrad hinter dem querschnittsverengenden Fahrzeug auszugehen; jedoch stellte sich für die Holz- und Heptanbrände dasselbe Phänomen ein. Auf der tiefergelegenen Luvseite des Brandherdes (Anströmseite) dagegen wurde in allen Brandversuchen für jede vorgegebene Längslüftung (bis etwa 8 m/s) eine stabile Schichtung von Rauchgasen über weniger verrauchter 'Frisch'luft beobachtet.

Die außerdem auf der Luvseite des Brandherdes gelegentlich beobachtete Ausbildung einer dritten Gasschicht - bestehend aus an den Wandungen erkalteten Rauchgasen - die sich (an besonders warmen Tagen mit wärmerer Außenluft als Tunnelwänden) unter die Kaltluftschicht schob, kann von einem 2-Schichten-Zonenmodell nicht berücksichtigt werden.

Es ist festzuhalten, daß von der Temperaturverteilung nicht auf die Rauchgasverteilung geschlossen werden darf. Mit der Abkühlung der Brandgase (über der Tunnellänge, an den Tunnelwandungen) und Verwirbelungen im Grenzschichtbereich zwischen Heißgas- und Kaltluftschicht werden Verbrennungsprodukte in die niedriger temperierte Frischluft eingemischt, was auch hier die Sichtverhältnisse verschlechtert und die toxischen Gaskonzentrationen erhöht. Zu den für die durchgeführten Versuche ermittelten Flucht- und Rettungsbedingungen hinsichtlich der Sichttrübungen, der thermischen und toxischen Belastungen im Bereich von Kopf- bzw. Körperhöhe siehe /A.32/ und /A.33/. In /A.13/ werden die erreichten Maximaltemperaturen des Heißgases im Hinblick auf die thermische Bauteilbelastung mit den derzeit relevanten Normen (/A.34/, /A.35/) in Kontext gestellt.

Für die Darstellung von Rechenergebnissen aus einer rechnerischen Simulation mit einem Zonenmodell und damit Schichtenmodell sollte neben den berechneten Konzentrationen und Temperaturen die Dicke der hierdurch repräsentierten Gasschichten angegeben werden. Für die Leeseite des Brandes muß im Falle höherer Längslüftungen bedacht werden, daß das Modell der 2-Schichten-Differenzierung möglicherweise recht unzutreffend ist. Aber auch innerhalb von beobachteten Schichten ist das reale Temperatur- und Konzentrationsgefälle niemals = 0. Daher sind die mit Hilfe eines Schichtenmodells berechneten Werte als mittlere Werte der durch sie repräsentierten Zonen zu interpretieren, wobei für die Realität 'oben' durchaus höhere Werte, 'unten' niedrigere und im Grenzschichtbereich zwischen Heißgas- und Kaltluftschicht durchaus fließende Übergänge anzunehmen sind.

Die meisten rechnerischen Simulationsmodelle benötigen als wichtigste Eingabegröße die Vorgabe des zeitlichen Verlaufs des Abbrandes oder der Energiefreisetzung. Es stellte sich daher die Aufgabe, rückwirkend auf diese sowie auf die Freisetzung sichtrübender Partikel im Brandgeschehen aus den gemessenen Temperaturen, Gasgeschwindigkeiten, optischen Dichten und Gaskonzentrationen, die von zum Brandherd räumlich distanzierten Meßorten im Tunnel stammen, zu schließen.

Zur Ermittlung der Energiefreisetzung wurden hier drei verschiedene Methoden angewendet, die sich - im Falle kleinerer Brandlasten - auf den gemessenen Gewichtsverlust (Pyrolyserate), für alle Versuche auf die von den Gasmassen aufgenommene Wärmemenge (Enthalpie) sowie auf die chemische Umsetzung von Sauerstoff bei der Verbrennung beziehen. Für die Berechnung der Energiefreisetzungsrates aus dem Sauerstoffverzehr (Oxygen Consumption Method) wurde auf die für ein weites Spektrum von Kohlenwasserstoffen gültige Beziehung einer definierten konstanten Energieabgabe pro umgesetzten Sauerstoff zurückgegriffen.

Ein Vergleich der Ergebnisse hilft, die Methoden zu optimieren (durch Benennung von Strömungs-Abminderungsfaktoren), und einen wahrscheinlichsten Energiefreisetzungsverlauf zu ermitteln. Die aus der transportierten Wärme der die Querschnitte passierenden Gase berechneten 'Enthalpieentstehungsraten' liegen für die Brände mit offener Plumegeometrie bei 60 % bis 80 %, bei den in einem Fahrzeug eingeschlossenen Bränden zwischen 30 % (bzw. 20 %) und 70 % der aus dem Sauerstoffverzehr berechneten Energiefreisetzung. Im Vergleich der hier berechneten gesamten Energiefreisetzungsrates zu den unter Nutzung anderer Methoden oder /und Meßdaten ermittelten Ergebnisse der ausländischen Kollegen im EUREKA-Projekt zeigen sich gute Übereinstimmungen.

Da bzgl. der Gaskonzentration im Tunnel im wesentlichen nur Kohlenmonoxid und Kohlendioxid gemessen wurden, mußte hier mit Hilfe der Vorstellung einer Kopplung zwischen Sauerstoffverzehr und Rauchpartikel-Bildung mit der Kohlendioxid- bzw. -monoxid-Freisetzung auf die Entstehung der Rauchpartikel bzw. auf die Umsetzung des Sauerstoffs geschlossen werden. Diese Idee scheint dann zutreffend, wenn der Verbrennungsprozeß durch ein ganz bestimmtes Verhältnis von freigesetztem Kohlendioxid, -monoxid und Rauchpartikeln zu umgesetztem Sauerstoff und zwar gleichbleibend zeitlich konstant gekennzeichnet ist (homogenes Brandgut, gleichbleibende Sauerstoffversorgung des Brandes). In diesem Falle kann für einen jeden Meßort im Tunnel von identischen Konzentrationsverhältnissen der diversen Verbrennungsprodukte (CO , CO_2 , Rußpartikel) untereinander ausgegangen werden, da die gleichzeitig - zwar in unterschiedlich großem Anteil - beigemischte reine Frischluft als frei von diesen Verbrennungsprodukten anzusehen ist.

Auf Grundlage dieser Strategie sind nun die Energie- und Rauchfreisetzungsraten berechnet worden. Das ermittelte Konzentrationsverhältnis für einen gemeinsamen Meßort von Optischer Dichte, Kohlenmonoxid und Kohlendioxid hat unter obiger Annahme dann auch Gültigkeit für den Brandherd selber und ermöglicht daher aus der bekannten CO_2 -Entstehung die Abschätzung der Rauchpartikelentstehung.

Zu vier Meßquerschnitten in Brandherdnähe sind die passierenden Volumenströme und CO_2 - und CO -Massenströme ermittelt worden. Aus der Bilanz von jeweils zwei den Brandherd einschließenden Querschnitten konnte die Bildungsrate von CO_2 und CO berechnet werden. Entgegen der obigen Feststellung wurde hierbei in Näherung von einer CO_2 - und CO -Belastung der Gase analog dem vertikalen Temperaturprofil ausgegangen, um aus nur zwei Gaskonzentrations-Meßwerten pro Querschnitt ein möglichst detailliertes Querschnitts-Profil zu erhalten. Diese Näherung gestattet für die brandherdnahen Meßquerschnitte mit ihrem großen Temperaturgradienten eine realistischere Einschätzung des Konzentrationsprofils als die Annahme homogener Schichten oder gar die Verwendung einer linearen Interpolation oder Extrapolation über der Tunnelhöhe und trägt damit wesentlich zur Verbesserung der Genauigkeit bei.

In den Heptan-Bränden wurde für beide leeseitige Meßstellen pro jeweiligem Tunnelquerschnitt eine leichte Abnahme der CO_2 -Konzentration mit zunehmender Entfernung vom Brandherd registriert, wobei in all diesen Versuchen die Strömungsrichtung der Gase über der Tunnelhöhe ausschließlich vom Brandherd fort gerichtet war. Insofern ist für einen quasistationären Zustand von einem insgesamt abnehmenden CO_2 -Massenstrom mit zunehmender Entfernung vom Brandherd auszugehen. Da zu vermuten ist, daß möglicherweise die relativ hohe Tunnelluftfeuchtigkeit für die Ausspülung des Kohlendioxids sowie auch anderer Verbrennungsgasbestandteile (z.B. Kohlenmonoxid, Rauchpartikel usw.) aus den Gasen verantwortlich zu machen ist - was gegebenenfalls Konsequenzen auf die an die CO_2 -Entstehungsrate angekoppelte Rauchpartikel- und Energiefreisetzungsraten hätte - wurde eine Abschätzung des Feuchtegehaltes für die aus Verbrennungsgas und Frischluft gemischten Gase vorgenommen.

Für diese Überlegung konnte allerdings nur die Anfangsfeuchte und das bei der Verbrennung freiwerdende Verbrennungswasser berücksichtigt werden; die weitere Aufnahme von Anteilen des permanent am Tunnelgestein herabrinneenden Tunnelwassers durch die heißen und damit getrockneten Gase (rel. Luftfeuchtigkeit bis unter 5 %) ließ sich nicht einschätzen. Zudem erweist sich der unter Nutzung von nur wenigen Geschwindigkeitsmeßstellen ermittelte CO_2 -Massenstrom als nicht ausreichend genau, um eine zweifelsfrei brauchbare Massenabnahme zwischen den Meßquerschnitten in 20 m und 30 m Entfernung zum Brandherd zu berechnen. Die Zuordnung aus berechnetem (zeitlich stark schwankenden) Feuchtegehalt zur (ebenfalls schwankenden) CO_2 -Massenabnahme (-ausscheidung) läßt keinen funktionalen Zusammenhang erkennen.

Die passierenden Volumen- und Massenströme müssen unter Bezug auf nur wenige Geschwindigkeits- und Temperaturmeßstellen für die rauen und unregelmäßig geformten Querschnittsflächen gewonnen werden. Hier sind abmindernde Faktoren vonnöten, die das vertikale und horizontale Geschwindigkeitsprofil in Bezug auf die nur auf der vertikalen Querschnittsachse gemessenen Geschwindigkeiten einschätzen. Bedingung ist, daß für alle in den Versuchen vorgegebenen Längsgeschwindigkeiten im Kalten die (als konstant angesetzten) Abminderungsfaktoren in optimierter Form zu einer Massenbilanz von $\approx \pm 0$ über je zwei Querschnitte führen. Eine Absicherung erfuhren die Abminderungsfaktoren durch den Vergleich der aus den Wäageergebnissen ermittelten Energiefreisetzungsraten mit den unter Verwendung dieser vor-

zusehenden Abminderungsfaktoren berechneten Energiefreisetzungsraten zu den passierenden CO- und CO₂-Massenströmen.

Sowohl für die Ermittlung der Energiefreisetzung aus der CO₂-Entstehung als auch für die Berechnung des Gas-Feuchtegehaltes und des Rauchpotentials des Brandgutes sind z.T. vereinfachende Annahmen zum stattfindenden Verbrennungsprozeß und zum Brandgut notwendig. In erster Näherung werden andersartige Atome als Sauerstoff, Wasserstoff oder Kohlenstoff im molekularen Aufbau des Brandgutes ignoriert. Diese Näherung im Molekülaufbau eines unbekannten, verallgemeinerten Kohlenwasserstoffs zeigt sich als ausreichend für die Aufteilung des chemisch umgesetzten Sauerstoffs in einen zu Kohlendioxid und einen zu Kohlenmonoxid verbrannten Anteil und findet Verwendung bei der Berechnung der Energiefreisetzung.

Für die Berechnung der molaren Masse der feuchten und durch Verbrennungsprodukte belasteten Gase sowie zur Ermittlung des Rauchpotentials des Brandgutes ist eine weitergehende Vereinfachung des molekularen Aufbaus bei unbekanntem Brandgut notwendig. Hier wird die potentiell vorhandene Sauerstoffkomponente im Brandgut vernachlässigt und die Anzahl der Wasserstoffmoleküle auf die doppelte Kohlenstoffmolekülzahl geschätzt. Diese Näherung trifft nicht nur für viele Kohlenwasserstoffe relativ gut zu, sondern wird auch vom Rechenprogramm FIGARO (s. Kapitel B.) automatisch angesetzt, wenn über die Brandgutzusammensetzung (Molekülaufbau und Heizwert) keine näheren Angaben gemacht werden können.

Hiermit kann zur Berechnung des Molargewichtes der feuchten Heißgase das während des Verbrennungsvorganges freiwerdende Wasser unter Annahme einer vereinfachten Verbrennungsgleichung abgeschätzt werden. Das in diese Abschätzung eingehende Verhältnis von umgesetztem Sauerstoff zu entstehendem Kohlendioxid wird (wie bei Ermittlung der Energiefreisetzungsraten) unter Nutzung der im Feuerplume gemessenen Gaskonzentrationen berechnet. Das Molargewicht oder die aktuelle Dichte der Gase werden benötigt, um aus Volumenströmen Massenströme berechnen zu können.

Um aus den berechneten CO₂-Entstehungsraten und den gemessenen optischen Dichten auf die Freisetzungsraten sichtrübender Partikel zu schließen, muß das Verhältnis aus Kohlenstoffatomen zu molarer Masse in der chemischen Summenformel des Brandgutes bekannt sein. Bei einem molekularen Aufbau gemäß C_nH_{2n} kann dieses Verhältnis für den Fall der vollständigen Verbrennung zu 1/14 geschätzt werden. Hieraus läßt sich nun eine sichtbeeinträchtigende Wirkung des Rauchentstehungsanteils (Massenanteil der freiwerdenden Rauchpartikel zum Brandgut) als spezifisches Rauchpotential (Produkt aus Rauchentstehungsanteil und spezifischer Absorptionsfläche) dieser Rauchpartikel für all die durchgeführten Versuche ableiten. Wird für das unbekannte Brandgut eine verallgemeinerte 'spezifische' Absorptionsfläche angesetzt, die im Mittel für langkettige Kohlenwasserstoffe zutreffend ist, so können die Rauchentstehungsanteile für die einzelnen Brandgüter angegeben werden.

Diese Ergebnisse zu Rauchpartikel- und Energiefreisetzung sind eine wertvolle Erkenntnis für die Einschätzung der Brandvorgänge bei realen Fahrzeugbränden in einem Tunnel und lassen sich auch zur Simulation in andersgearteten Tunneln sowie für die Brandsimulation unter Nutzung beliebiger Simulationsmodelle heranziehen. Für eine Nachrechnung der hier beschriebenen Tunnelbrandversuche mit dem Ziel der Verifikation oder Optimierung eines Brandsimulationsmodells müssen weiterhin einige für diesen Tunnel spezifische Vorgaben als Rechen-Ein-

gabewerte ermittelt werden, damit gewährleistet ist, daß unterlegte Einflüsse weiterer auf den Brandverlauf einflußnehmender Parameter in der Simulationsrechnung berücksichtigt werden.

Zu diesen weiterhin erforderlichen Eingabegrößen zählt der Strömungswiderstandsbeiwert, der die Strömungsverluste durch die Tunnelgeometrie (abknickender, verengter Schacht) oder die spezifische Wandungsrauigkeit charakterisiert. Die direkte Einschätzung dieses Wertes aus den Gesteinsvor- und Rücksprüngen im Tunnel nach einer Gleichung für die turbulente Strömung durch ein rauhes Rohr führt zu einem höheren Widerstandsbeiwert als die Abschätzung der Strömungsverluste aus einer Messung von Geschwindigkeit und Druckgefälle 'im Kalten' vor Ort. Da ungeklärt bleibt, ob bei der Messung im Tunnel Fehler aufgetreten sind oder ob die verwendete Rohr-Gleichung für die Tunneldimensionen nicht mehr anwendbar ist, soll für Kapitel B. von dem Mittelwert beider Strömungswiderstandsbeiwerte ausgegangen werden.

Weiterhin wird der Emissionsgrad des Spritzbetons und des Tunnel-Quarzitgesteins für die rechnerische Simulation benötigt. Daher schließt ein Kapitel zur Untersuchung der Bauteilerwärmungen und des Wärmeübergangs der in den Tunnel eingebrachten Betonmeßsteine und des durch einen Spritzbeton geschützten sowie des ungeschützten Quarzit-Tunnelgesteins den ersten Teil der Arbeit ab. Es wurde ein Emissionsgrad für Beton und für das Tunnel-Quarzitgestein von etwa 0,9 ohne erkennbare Temperaturabhängigkeit (bis 150°C) ermittelt.

B. Rechnerische Simulation ausgewählter Brandversuche

B.1 Anpassung und Leistungsfähigkeit des Simulationsmodells

Das Simulationsmodell 'FIGARO' (Autor: Thomas Heins) /B.1/ entstand am Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz in den Jahren 1986 - 1990. Seine Entwicklung wurde im Rahmen des SFB 148 "Brandverhalten von Bauteilen" unter Beteiligung mehrerer Mitarbeiter begonnen und später im Rahmen der Tunnelbrandversuche eingesetzt. Geplant war, im Wechsel mit den gewonnenen Versuchsergebnissen Absicherungen und Modifikationen am Modell vorzunehmen. Durch die mehrjährigen Verzögerungen der experimentellen Forschungsarbeiten ist das Modell jedoch nur anhand einiger weniger, in der Literatur beschriebener Tunnelbrandversuche /B.2/, /B.3/, /B.4/ verifiziert worden.

Daher soll im Unterkap. B.1 - vor der Nachrechnung einiger ausgewählter Brandversuche des Versuchsprogramms - eine Untersuchung der Leistungs- und Anpassungsfähigkeit des Modells an den gegebenen Versuchstunnel stehen. Zunächst werden Auswirkungen aus gewählter Raumsegmentierung und vorzugebender Rechenzeitschrittweite auf das Rechenergebnis dargestellt. Es folgt eine schrittweise Anpassung an die tunnelspezifischen Vorgaben, so daß Auswirkungen aus dem Höhenverlauf des Tunnels, der Wärmeabgabe an die Umfassungsbauteile und der Längsströmung auf die Temperatur- und Gasverteilung im Tunnel im einzelnen sichtbar werden.

Das hier verwendete Modell hat schon vorab einige Modifikationen gegenüber der Version von 1991 (/B.1/ und /B.5/) erfahren (vgl. Kap. B.1.1.3).

B.1.1 Kurzbeschreibung des Mehrraum-Zonen-Modells FIGARO - Fähigkeiten und Grenzen des Modells -

Es handelt sich bei dem vom Th. Heins am iBMB entwickelten Simulationsmodell FIGARO (Fire and Gas-Movements in ROoms) um ein 'Mehrraum-2-Schichten-Zonenmodell'. Ausführliche Beschreibungen des Modells befinden sich in /B.1/ und /B.5/. Hier sollen nur wesentliche Rechenstrukturen sowie Abweichungen gegenüber der Version 1991 erwähnt werden:

Ausgehend von einer vorzugebenden Abbrandrate für einen (oder mehrere gleichgeartete und gleichzeitig brennende) Brandherd(e) innerhalb des ersten Raumes berechnet das Simulationsmodell FIGARO für eine Folge von Räumen (*Mehrraum-Modell*) u.a. die in den Räumen herrschenden Drücke, Gastemperaturen, -zusammensetzungen, die Optischen Dichten der Gase sowie die Bauteilerwärmung aufgrund der an die Umfassungsbauteile abgegebenen Energien.

Dabei wird für einen jeden Raum von einer obenliegenden Heißgasschicht und einer darunter befindlichen Kaltluftschicht (*2-Schichten-Modell*) ausgegangen, die jeweils - als homogen über Höhe und Breite des Raumes angesehen - durch unterschiedliche Zustände der Größen Tempe-

ratur, Gaszusammensetzung, Dichte, usw. gekennzeichnet sind.

Auch die Umfassungsbauteile werden - getrennt für die Umfassung der Heißgasschicht (Decke und obere Wandstreifen) und für die Umhüllung der Kaltluftschicht (Boden und untere Wandstreifen) - als jeweils einheitlich durch Temperaturprofil, Wärmeübergang usw. zu beschreibende Zonen behandelt. Im Brandraum (1. Raum) wird weiterhin der über dem Brandherd befindliche Plume - als Verbrennungs- und Haupteinmischungszone von Frischluft in die Verbrennungsgase (Entstehungsort des Heißgasmassenstromes) - sowie der Brandherd selber als gesonderte Zone angesehen (*Zonenmodell*).

B.1.1.1 Rechenstruktur des Modells

Im Rechenablauf werden zunächst für den Brandherd die aus der vorzugegebenden Pyrolyserate unter Berücksichtigung des Ventilationsfaktors ϕ (Verhältnis von Sauerstoffbedarf des brennenden Brandgutes zu Sauerstoffangebot der zugeführten 'Frischlufte') resultierende Abbrandrate und die bei dieser Verbrennung entstehende Freisetzung von Energie und Verbrennungsprodukten ermittelt.

Iterativ werden hierbei die Plumetemperatur, die von den Auftriebskräften abhängig in den Plume eingemischten Frischluft- und Heißgasmassen zu dem durch diese Gaseinmischungen gegebenen Sauerstoffangebot und der wiederum hieraus resultierenden Energiefreisetzungsrate berechnet.

Das hier zur Anwendung kommende Plume-Modell entspricht dem von Zukoski vorgeschlagenen Modell /B.6/, von ihm selbst erweitert um eine Unterteilung der Verbrennungszone in einen laminaren und einen turbulenten Bereich /B.7/ gemäß McCaffrey /B.8/:

Die Grenzhöhe zwischen laminarer und turbulenter Einmischungszone wird nach McCaffrey in Abhängigkeit von der Energiefreisetzungsrate \dot{E}_{Pl} bzw. des Enthalpiestromes am Fuße des Plumes $\dot{H}_{Pl_0} \approx 0,6 \cdot \dot{E}_{Pl}$ (für die Annahme einer 40%-igen radiativen Energieabgabe) zu

$$h_{Grenz} = 0,08 \cdot \left(\frac{\dot{H}_{Pl_0}}{0,6} \right)^4 = 0,08 \cdot \dot{E}_{Pl}^4 \quad (B.1)$$

angesetzt. Unterhalb dieser Grenzhöhe wächst der zusätzlich in den Ausgangs-Massenstrom aus Pyrolyse- und Verbrennungsprodukten bis zur Höhe h laminar aus der Luftschicht eingemischte Massenstrom gemäß

$$\dot{M}_{Pl\ lam} = \frac{63}{\pi} \cdot \rho_L \cdot U \cdot \sqrt{D_L \cdot \sqrt{g} \cdot h^3}^4, \quad (B.2)$$

wobei der Diffusionskoeffizient $D_L = 0,15 \text{ cm}^2/\text{s}$ den Eintrag von Luft und damit Sauerstoff in die Pyrolysegase kennzeichnet. Oberhalb dieser Grenzhöhe, im Bereich der turbulenten Verbrennungszone, gilt der ursprüngliche Zukoski'sche Ansatz

$$M_{Pl\ turb} = f \cdot \rho_L \cdot \sqrt{\frac{\rho_L - \rho_{Pl}}{\rho_L}} \cdot g \cdot h^{5/2}, \quad (B.3)$$

wofür von Zukoski der empirisch ermittelte Faktor $f = 0,08$ vorgeschlagen wurde. Nach heutiger Kenntnis umfangreicheren Versuchsmaterials ist dieser Faktor oftmals höher einzuschätzen ($f \approx 0,1$). Dieser Ansatz (mit $f \approx 0,1$) wird im Rechenmodell nicht nur für die Einmischungen von Kaltluftschicht-Bestandteilen, sondern ebenso für die Einmischungen von Heißgas in den Plume verwendet, wobei hier allerdings durch die kleinere Dichtedifferenz zwischen dem Heißgas ρ_G und den Plumegasen ρ_{Pl} deutlich geringere Auftriebskräfte und damit Gaseinmischungen zu verzeichnen sind.

Unter der vereinfachenden Annahme eines über der achsensymmetrischen Plumegeometrie konstanten horizontalen Geschwindigkeitsprofils $v(r) = const.$ und einer höhenunabhängig unterstellten Plumegas-Dichte $\rho(h) = const.$ läßt sich für den Zukoski'schen Ansatz (Gl. B.3) wegen

$$\begin{aligned} \dot{M} &= \rho \cdot \dot{V} = \rho \cdot A \cdot v = \rho \cdot \pi \cdot r^2 \cdot \sqrt{\frac{g \cdot h \cdot \Delta \rho}{\frac{1}{2} \cdot \rho}} = \\ &= \pi \cdot r^2 \cdot \frac{\sqrt{2}}{h^2} \cdot \rho \cdot \sqrt{\frac{\Delta \rho}{\rho}} \cdot g \cdot h^{5/2} = f \cdot \rho \cdot \sqrt{\frac{\Delta \rho}{\rho}} \cdot g \cdot h^{5/2} \end{aligned} \quad (B.4)$$

eine Plumegeometrie in Form eines Kegels mit

$$r(h) = \sqrt{\frac{f}{\pi \cdot \sqrt{2}}} \cdot h = m \cdot h, \quad (B.5)$$

also mit einer Steigung von $m = 15\%$ für $f = 0,1$ bzw. $m = 13,4\%$ für $f = 0,08$, ablesen. Die höhenabhängige Plumegas-Auftriebsgeschwindigkeit resultiert hierbei aus der vollständigen Umsetzung der potentiellen in kinetische Energie:

$$\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot v^2 = g \cdot \Delta \rho \cdot h. \quad (B.6)$$

Der konvektiv gebundene Anteil der Verbrennungsenergie (Enthalpie \dot{H}_{Pl_0}) wird hier konstant über der Branddauer mit 60 % vorgegeben; d.h. unabhängig vom Brandgut (Verbrennungsgaszusammensetzung), Brandverlauf (Verrußung beim Schmelzbrand) oder der Brandherdanordnung (im Raum, im Freien) und -geometrie (Krippe, Pool) wird der Strahlungsverlust der Verbrennungsenergie (zurück an das Brandgut, an die Umfassungsbauteile, ...) mit 40 % der insgesamt freiwerdenden Energie eingeschätzt.

In der unteren laminaren Plume-Einmischungszone wird die Ausdehnung des Brandherdes berücksichtigt, wobei diese im Modell FIGARO durch die momentane Brandherd-Grundfläche bzw. den stellvertretenden -Durchmesser vorgegeben wird. Die Energiefreisetzungsrate geht für diese Zone insofern in die Berechnung ein, als hierdurch die Höhe der laminaren Mischungsstrecke bestimmt wird.

Im turbulenten Plumeabschnitt dagegen wird die erreichte Brandherdausdehnung nicht mehr beachtet. Entscheidend für die Gaseinmischungen in den Plume sind die Auftriebskräfte des

heißen Plumegases im Frischluftgas bzw. Heißgas, wobei die aus der Energiefreisetzung und den Plume-Einmischungen resultierende Plumetemperatur die Plumegasdichte bestimmt. Der insgesamt eingemischte Plume-Massenstrom nimmt über der Mischungslänge mit der $2\frac{1}{2}$. Potenz und damit erheblich rascher als in der laminaren Verbrennungszone zu.

Dieses führt dazu, daß bei erhöhter Energiefreisetzungsrates für ansonsten identische Vorgaben zu Brandherdausdehnung, Raumhöhe, Gasschichtung usw. eine verkleinerte Einmischung von Luft und Heißgas in den Plume erzielt wird als bei reduziert vorgegebener Energiefreisetzungsrates; denn es wird für die größere Vorgabe zur Energiefreisetzung eine verlängerte laminare Mischungsstrecke angenommen, was bei gleicher gesamter Plumelänge (bis zur Raumdecke) zu einer Verkürzung der turbulenten Einmischungszone und damit zu einer verkleinerten Einmischung von Luft und Gasen in den Plume führt. Folglich werden für den Plume in diesem Falle höhere Temperaturen ermittelt; es werden jedoch auch kleinere Mengen an Heißgas aus dem Plume in die Heißgasschicht eintreten.

Die in einem Zeitintervall produzierten Heißgasmassen werden nun der im Brandraum bestehenden Heißgasmasse (stofflich und energetisch) zugeschlagen und als neue (bzgl. Masse, Temperatur, Dichte) homogene Heißgasschicht interpretiert. Zunächst wird, unabhängig von der tatsächlichen Raumausdehnung, zu der gegebenen Kaltluftmasse und Heißgasmasse samt ihrer Temperaturen eine Gasschichtdicke nach

$$dhG = hR \cdot \frac{M_G \cdot T_G}{M_G \cdot T_G + M_L \cdot T_L} \quad (B.7)$$

berechnet, die einzig aus dem Ansatz

$$M_G = \rho_G \cdot A \cdot dhG \text{ und } M_L = \rho_L \cdot A \cdot (hR - dhG), \quad (B.8)$$

der als ideal angesehenen Gase ($p \cdot V = \nu \cdot R \cdot T$, damit $\rho \sim \frac{1}{T}$ für $p = \text{const.}$) folgt.

Aus dem Vergleich der Zustände von Heißgas und Kaltluft (in Dichte, Temperatur und Schichtdicke) sowie dem zugehörigen Raumdruck in Höhe des Raumbodens für jeweils zwei benachbarte Räume läßt sich der Austausch von Gasmassen für Anschlußräume berechnen.

Hierzu wird aus den über der Höhe der Verbindungsöffnungen verlaufenden Druckprofilen (aus Bodendruck, Schichtdicke und Dichte der Gase) ein Differenzdruckprofil zwischen benachbartem und aktuellem Raum gebildet, welchem die Massen von Kaltluft und Heißgas nach der Gl. von Bernoulli folgen (vgl. Bild B.1):

$$\frac{1}{2} \cdot \rho_{\text{Strom}} \cdot v(h)^2 \cdot (1 + \zeta) = p_k(0) - \int \rho_k(h) \cdot g \cdot dh - p_w(0) - \int \rho_w(h) \cdot g \cdot dh. \quad (B.9)$$

Aus diesen Massenbewegungen resultieren Veränderungen der Druckverhältnisse in den beiden betrachteten Räumen. Ebenfalls beeinflussen die mit dem Massenaustausch verbundenen Enthalpieströme die energetischen Verhältnisse (Temperaturen) der Gasmassen.

Durch eine parallele Bearbeitung von Impulsbilanz (die zwischen den Räumen und Schichten ausgetauschten Massenströme werden nach Bernoulli ermittelt), Massenbilanz (der ganze Raum ist entsprechend seiner Schichtdicken, Gasdichten und seines Druckes gaserfüllt) und Energiebilanz (ein Massenstrom ist immer mit einem Energiestrom (Enthalpiestrom) gekoppelt;

konvektiver sowie radiativer Energieaustausch, auch zu den Strukturen wird berücksichtigt) wird allen drei Erhaltungssätzen Rechnung getragen. In der gekoppelten Iteration wird für einen jeden Raum der nach einem Zeitschritt dt für den aktuellen Raum gültige neue Raumdruck gesucht, für den die Bilanzen mit ± 0 aufgehen. Im Rechenprogramm bleibt hierbei zunächst ein Einfluß auf die Kaltlufttemperatur (als Konsequenz aus Einmischungen und Enthalpieeinträgen) unberücksichtigt.

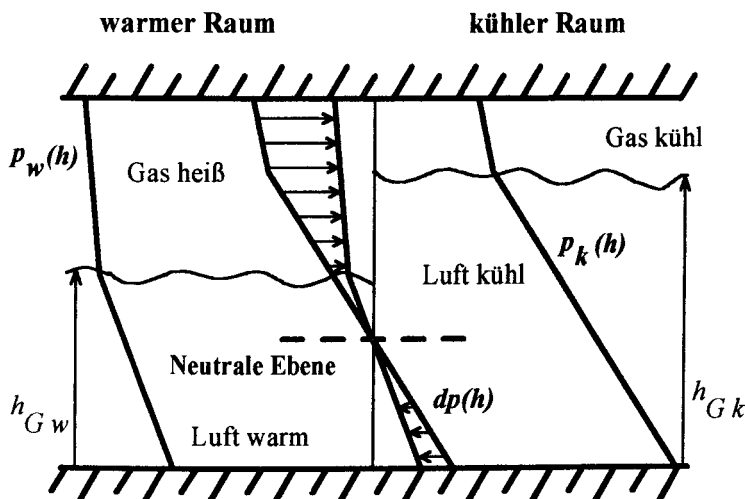


Bild B.1: Differenzdruckprofil an den Raumsegment-Grenzen als Antriebspotential für Massenbewegungen

Entsprechende Energie- und Massenbilanzen werden für alle Räume, ausgehend vom Brandraum (von 'heiß nach kalt'), für einen jeden vorzugebenden kleinen Zeitschritt durchgeführt. Bild B.2 zeigt den Programmablaufplan aus /B.1/.

Bei den Bewegungen der Gase in den 'Türöffnungen' werden unabhängig von den Mischungsprozessen zwischen den benachbarten Räumen bei bestimmten Gas-in-Luftschicht- und Luft-in-Gasschicht-Bewegungen weitere Vermischungen zwischen den Gasschichten innerhalb eines Raumes verursacht. I.d.R. besteht ein Temperaturgefälle für die Gase im wärmeren (Index 'w') und kühleren (Index 'k') Raum gemäß $T_{Gw} > T_{Gk} > T_{Lw} > T_{Lk}$, was einer umgekehrten

Dichteabfolge entspricht. Für das durch entsprechende Heißgasschicht-zu-Luftschicht-Anordnung bedingte Einströmen von Heißgasen aus dem wärmeren Raum in die Kaltluftschicht des kühleren Raumes sowie umgekehrt bei Einmischung kalter Luft aus dem kühleren Raum in die Heißgase des wärmeren Raumes (vgl. Bild B.3) entstehen wegen der erheblichen Temperaturunterschiede dieser ineinander eintauchenden Gase und wegen des Umgebungsdichtegefälles von $\rho_{Gw} < \rho_{Gk} < \rho_{Lw} < \rho_{Lk}$ Auftriebsneigungen des warmen Heißgases, sich oberhalb der

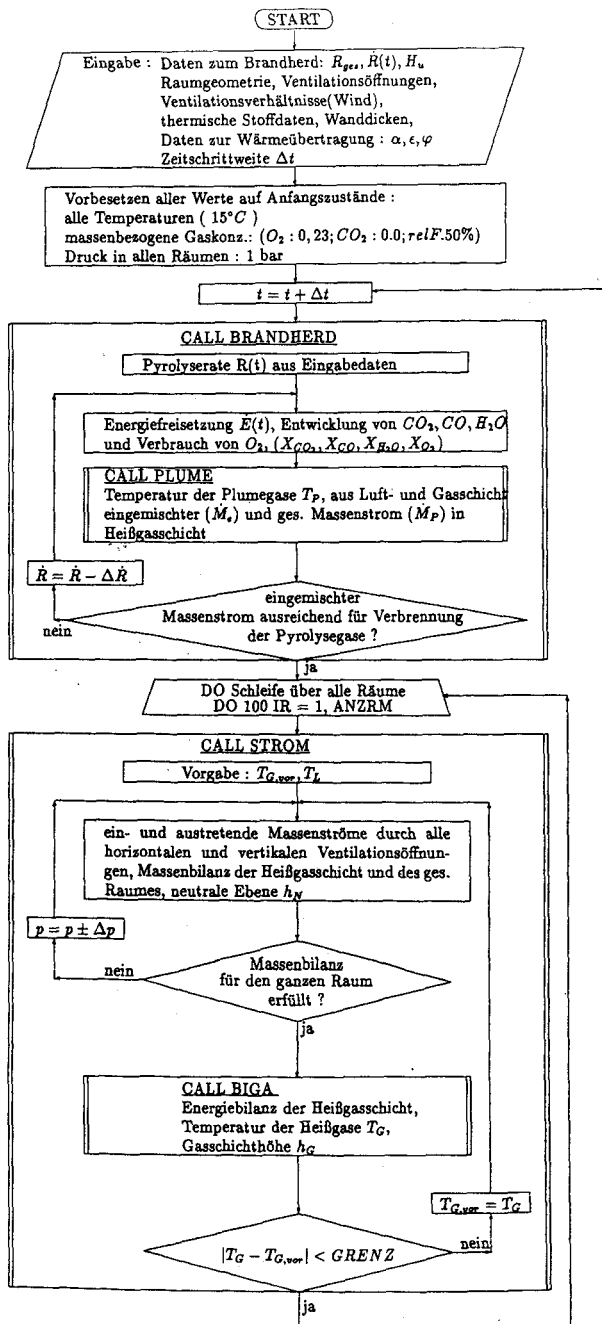


Bild B.2a: Programmablaufplan des Rechencodes FIGARO (aus /B.1/)

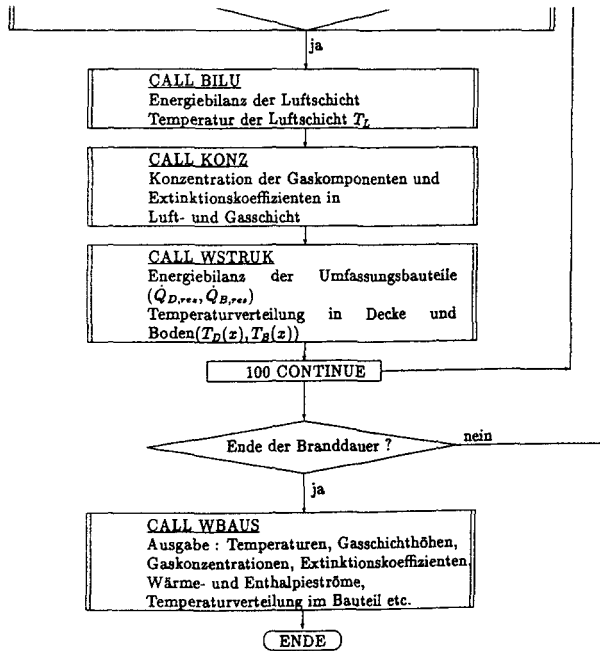


Bild B.2b: (Fortsetzung) Programmablaufplan des Rechencodes FIGARO (aus /B.1/)

kühlere Heißgasschicht anzuordnen, sowie Bestrebungen des kühleren Kaltluftgases, unterhalb die wärmere Kaltluftschicht herabzusinken. Tatsächlich führen diese Strömungen zu Mischungsvorgängen innerhalb eines Raumes.

Diese werden in Abhängigkeit vom Dichteverhältnis und Streckenverhältnis der Schichtdicken (nach Kelvin-Helmholz) zu

$$\begin{aligned}
 \dot{M}_{G \rightarrow L} w &= \frac{1}{2} \cdot \dot{M}_{L \rightarrow G} w \cdot \frac{\rho_{G w}}{\rho_{L k}} \cdot \frac{h_N - h_{G w}}{h_N} \quad \text{und} \\
 \dot{M}_{L \rightarrow G} k &= \frac{1}{2} \cdot \dot{M}_{G \rightarrow L} k \cdot \frac{\rho_{L k}}{\rho_{G w}} \cdot \frac{h_{G k} - h_N}{h_{Vent} - h_N}
 \end{aligned} \quad (B.10)$$

eingeschätzt /B.9/. Mit h_N wird hierbei die Höhe der gedachten Neutralen Ebene mit $v_{Vent} = 0$ in der Ventilationsöffnung bezeichnet.

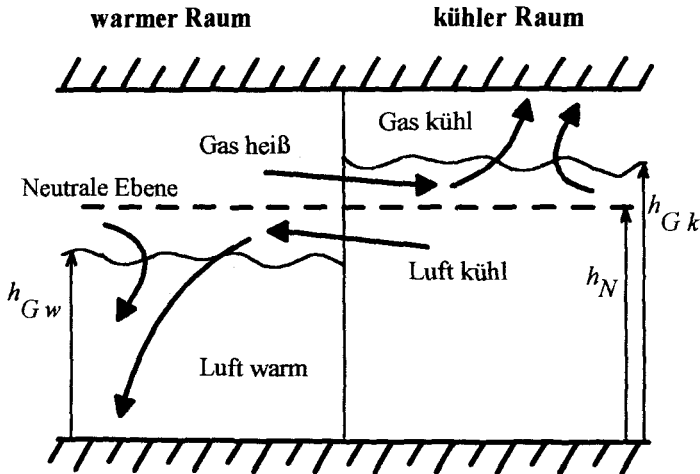


Bild B.3: Gasmischungen innerhalb eines Raumes aufgrund von Scherströmungen an den Verbindungs-Ventilationsöffnungen zwischen zwei Raumsegmenten (nach /B.1/)

Über der Raumlänge werden zudem weitere Mischungsprozesse durch Turbulenzen (Scherströmungen) zwischen den beiden - i.d.R. in entgegengesetzte Richtung strömenden - Gas-schichten berücksichtigt. In Abhängigkeit von der Richardson-Zahl

$$Ri = \frac{g \cdot \delta(x) \cdot (\rho_L - \rho_G)}{\bar{\rho} \cdot (v_G - v_L)^2}, \quad (B.11)$$

die die Stabilität des geschichteten Aufbaus durch die Auftriebsneigung (Potentielle Energie bzgl. Dichtedifferenz) zur Turbulenzneigung (kinetische Energie bzgl. Relativgeschwindigkeit) beschreibt, wird eine Mischungszone $\delta(x)$ definiert, deren maximale Ausdehnung zum einen durch die jeweilige Schichtdicke von Gas- bzw. Luftschicht, zum anderen durch ein maximales Dickenwachstum mit

$$\delta(x) = 0,23 \cdot x \quad (B.12)$$

gegeben ist. Die ausgetauschten und nun wiederum den einzigen beiden Gaszonen 'Kaltluft' und 'Heißgas' zugeschlagenen Massenströme ermitteln sich nach dem von der Richardson-Zahl abhängigen Entrainmentkoeffizienten $e(Ri)$

$$e(Ri) = 0,036 \cdot \left(1 - \frac{Ri}{Ri_{krit}}\right)^2 \quad (B.13)$$

zu

$$\dot{M}_{L \rightarrow G} = \dot{M}_{G \rightarrow L} = \int \left(e(Ri) \cdot \bar{\rho} \cdot bR \cdot (v_G - v_L) \cdot \frac{\partial \delta(x)}{\partial x} \right) \cdot dx, \quad (B.14)$$

bis die kritische Schichtdicke $\delta_{krit}(x)$ für die kritische Richardson-Zahl Ri_{krit} (hier $Ri_{krit} = 0,25$) erreicht ist (vgl. /B.10/).

Ein dritter, in das Programm integrierter Mischungsprozeß zwischen den beiden geschichteten Gasmassen wird durch die konvektive Energieabgabe (bzw. -aufnahme) an die Umfassungsbauteile hervorgerufen. Unter Annahme der Abkühlung (Aufheizung) des an eine Struktur angrenzenden Gases der Temperatur T auf die Grenzschichttemperatur T_{gr}

$$T_{gr} = (T + T_O)/2 \quad (B.15)$$

unter Abgabe (Aufnahme) der Wärmemenge \dot{Q}

$$\dot{Q}_{kon} = \dot{q}_{kon} \cdot A = \alpha_{kon} \cdot (T - T_O) \cdot A = c_p \cdot \dot{M}_q \cdot (T - T_{gr}) \quad (B.16)$$

an die Struktur berechnet sich zu der abgekühlten (aufgeheizten) Gasmasse \dot{M}_q der absinkende (aufsteigende) Gasmassenstrom in Abhängigkeit vom Dichtegefälle zu

$$\dot{M}_{G \rightarrow L} = \dot{M}_q \cdot \frac{T_G - T_{gr}}{T_G - T_L} \quad (\dot{M}_{L \rightarrow G} = \dot{M}_q \cdot \frac{T_{gr} - T_L}{T_G - T_L}). \quad (B.17)$$

Der konvektive Wärmeübergangskoeffizient α_{kon} wird hier gemäß V. Babrauskas /B.11/ (für die turbulente Strömung im Brandfall, vgl. Kap. A.2.8) zu

$$\alpha_{kon} = 5 \cdot \sqrt[3]{|T - T_O|} \quad (B.18)$$

berechnet, was auf den Ansatz

$$\alpha_{kon} \sim \sqrt[3]{|T - T_O|} \quad (B.19)$$

von McAdams /B.12/ zurückgeht.

Weiterhin angelegt in dem Programm ist die Möglichkeit, aus Kamin- oder Dachöffnungen heiße Gase maschinell abzusaugen bzw. aufgrund der Auftriebstendenzen austreten zu lassen, sowie die Möglichkeit, zusätzliche Frischluft in die Räume einzublasen. Hierdurch eröffnet sich ein Anwendungsspektrum, neben der Längslüftung auch Auswirkungen von Quer- bzw. Halbquerlüftung zu studieren (vgl. /B.5/). Für die durchgeführten Brandversuche läßt sich diese Option nutzen, um die Vorgänge innerhalb der Fahrzeuge unter Berücksichtigung des zusätzlich eingeblasenen Frischluftstromes zu simulieren.

In Verbindung mit der Berechnung von Massenbewegungen und Mischungsvorgängen werden die Geschwindigkeiten der Gase in den Ventilationsöffnungen, die mit den Massenströmen verbundenen Enthalpieströme, die Gaskonzentrationen bzgl. O_2 , CO , CO_2 , H_2O sowie die optischen Dichten, die Gastemperaturen usw. berechnet, so daß für diese Größen ein Vergleich zwischen Rechen- und Meßergebnissen direkt möglich ist.

B.1.1.2 Grenzen des Modells

Durch die Segmentierung der Gasmassen in zwei geschichtete Zonen, die als homogen angesehen und durch mittlere Zustandsgrößen beschrieben werden, ist ein Vergleich von Meßwerten mit Rechenwerten (z.B. Temperatur oder Gaskonzentration) nur sinnvoll, wenn für die gemessenen Daten der Meßort im Verhältnis zum Meßwert-Gradienten für diesen Querschnitt und für die berechneten Werte die berechnete Dicke der diesen Mittelwert repräsentierenden Schicht angegeben werden.

Im Gegensatz zu anderen Zonenmodellen (z.B. /B.13/) wird die Zeitschrittweite zur Ermittlung der Strömungsvorgänge zwischen benachbarten Räumen durch Erfüllung der Energie- und Massenbilanz vom Programm-Anwender vorgegeben. Wird der Zeitschritt sehr groß gewählt, treten leicht Iterations-Probleme auf und die Genauigkeit des Rechenresultates kann leiden; denn die Kriterien für eine erfolgreiche Bewältigung der Iterationen werden unabhängig von der eingelesenen Zeitschrittweite (vgl. hierzu Kap. B.1.3.2) zu

$$\frac{\partial M}{\partial p} \leq 10^{-13} \text{ [m}\cdot\text{s]} \quad \text{bei} \quad \frac{\Delta T_{G-H}}{T_G(^{\circ}\text{C})} \leq 1\% \quad (\text{B.20})$$

für die Gastemperatur-Differenz ΔT_{G-H} von einem Iterationsschritt zum nächsten vorgegeben.

Für die Anwendung des Mehrraummodells auf einen Tunnel ist dieser in mehrere Einzelabschnitte ('Räume') zu segmentieren. Diese Einteilung erfolgt willkürlich und sollte bei größerer Entfernung vom Brandherd ohne allzu großen Einfluß auf das Rechenergebnis sein (vgl. hierzu Kap. B.1.3.1). An den Raumbegrenzungen allerdings finden entscheidende Mischungsprozesse zwischen Heißgas- und Kaltluftschicht aufgrund der gestuft gedachten Anordnung der Gasschichten und des hieraus abgeleiteten vertikalen Differenzdruckverlaufes (unter Berücksichtigung der jeweiligen Raum-Bodendrücke) statt. Weiterhin werden nur an den Raumbegrenzungen rauminterne Mischungsvorgänge aufgrund der an den Ventilationsöffnungen herrschenden Scherströmungen berechnet (Kap. B.1.1.1). Der Strömungswiderstandsbeiwert (Kap. A.2.7) zur Charakterisierung der Strömungsverluste aufgrund der Wandungsrauigkeit findet einzig für die Passage durch 'Türöffnungen' - allerdings unter Bezug auf die jeweilige Raumlänge (Strömungsweglänge) - Eingang in die Berechnung.

Wird zu einem gegebenen Tunnel nur ein Ausschnitt segmentiert, so interpretiert das Rechenmodell Randräume als Endräume (Kap. B.1.3.1): D.h. die in die Randräume des Ausschnittes eintretende Frischluft ist immer von Verbrennungsgasen unbelastet. Die Austrittsöffnungen sind durch konstante Außendruckverhältnisse gekennzeichnet. Durch den erleichterten Austritt der Heißgase nimmt die Gasschichtdicke zum Endraum ab. Es werden z.T. erhebliche Strahlungsverluste durch die 'Außenöffnungen' simuliert.

Besondere Verhältnisse des Randraumes, wie z.B. auf der Randraum-Außenöffnung stehende Winde und damit geänderte Druckverhältnisse, erfährt der um J 'Zwischen'-Räume vom Randraum entfernte Brandraum erst nach $J+1$ Durchläufen der Raumabfolge-Schleife, da Massenbewegungen und Zustandänderungen im vorliegenden Modell nur von 'heiß nach kalt' berechnet werden. Dieses Verfahren ist abweichend von den Lösungsverfahren anderer Zonenmodelle (z.B. /B.13/).

Die für die radiative Wärmeübertragung bedeutsamen Einstrahlzahlen werden in dem separaten Rechenmodell DOBB /B.14/ vorab für die gewählte Raumkonfiguration berechnet. Hierfür werden nach der Monte-Carlo-Methode die Absorptionszahlen für die vier 'Körper': Gasquader, Decke, Boden und Feuerplume bei vier unterschiedlichen Gasschichtdicken ermittelt, wobei in der Anwendung der Ergebnisse im Wärmebilanz-Programm FIGARO auf die aktuelle Gasschichtdicke (ausgehend von einem Polynom 3. Grades) interpoliert wird.

Problematisch bei dieser Trennung der Berechnung von Einstrahlzahlen und radiativem Wärmeaustausch ist, daß der jeweils aktuelle Emissionsgrad des Gasschichtquaders nicht berücksichtigt werden kann, dieser aber in weitem Rahmen schwanken kann und daher von relativ großem Einfluß auf die radiative Energiebilanz ist. Im Hilfsprogramm DOBB wird von einem konstanten Absorptionskoeffizienten (Extinktionskoeffizienten σ) $\sigma = 0,2 \text{ [1/m]}$ ausgegangen.

Der Emissionsgrad der Gase wird in der ursprünglichen Version von FIGARO /B.1/ ausschließlich aus den Gas-Konzentrationen von Wasserdampf und Kohlendioxid ermittelt. Überlagerungen von Emissions- und Absorptionswirkung im Spektralbereich dieser beiden ausgesprochenen Bandenstrahler (d.h. ihr Absorptionsvermögen ist auf einzelne, schmale Spektralbereiche beschränkt) werden bei der Bildung eines gemeinsamen Emissionsgrades nach /B.15/ berücksichtigt. Mit diesem ε_G wird das Gas für die Berechnung des radiativen Energieaustauschs als Grauer Strahler behandelt: $\varepsilon_G = \varepsilon_G(\lambda) = \text{const.}$ Hingegen wird der Rauchpartikelgehalt der Gase im Hinblick auf das Emissionsverhalten völlig ignoriert, obwohl dieser i.d.R. einen erheblichen Einfluß - und zwar als nahezu Grauer Strahler - hat.

B.1.1.3 Erste Modifikationen des Modells

Zur Anpassung des Rechencodes an die vorgegebenen Versuchsbedingungen wurden seitens der Autorin vorab schon erste Modifikationen des Rechenprogrammes gegenüber der Version 1991 von Th. Heins /B.1/ vorgenommen:

- Das Modell ist um eine Berücksichtigung des geodätischen Höhenverlaufes bei stufiger Abfolge der Räume im Hinblick auf die Bodendruck- und Randraum-Außendruckvorgaben erweitert worden (vgl. Kap. B.1.3.3).
- Für vorgegebene Längsströmungen wurde anstelle einer Staudruckvorgabe auf die Ausenöffnungen ein einströmender Massenstrom vorgegeben, der zwangsweise von einem Raum zum nächsten (als Δp -Vorgabe) weitergeführt wird (vgl. Kap. B.1.3.4), da mit der unveränderten Programmversion für den kalten wie den warmen Zustand aus der alleinigen Staudruckvorgabe der Ränderäume viel zu kleine Strömungsgeschwindigkeiten und Massenbewegungen zwischen den Räumen berechnet wurden.
- Strömungsgeschwindigkeiten der Längsströmung wirken im Brandraum auf die Einmischungsvorgänge im Plume: Für die laminare Mischungszone, die durch Diffusionsvorgänge gekennzeichnet ist, wird die Strecke, über die Einmischungen geschehen, dann vektoriell gemäß horizontaler und vertikaler Geschwindigkeitskomponente quasi schräg in den Raum gelegt und damit gegenüber einer rein vertikalen Höhenabmessung verlängert. Die vom Auftrieb bestimmten Einmischungen der turbulenten Mischungsstrecke verändern sich dabei in der Höhenabmessung nicht.
- Für die turbulente Mischungszone wird die Plumeausdehnung gemäß Kap. B.1.1.1 als Kegel interpretiert, wobei die untere Ausgangs-Querschnittsfläche entsprechend der aktuellen

Brandherdausdehnung angenommen wird. Im Falle, daß die Plumbreite die Brandraumbreite theoretisch überschreitet, wird der Plume von dieser Höhe an als prismenförmig (quadratische Grundfläche) interpretiert und Gaseinmischungen nur noch von den beiden verbleibenden zwei offenen Seiten her gestattet. Unter der Annahme einer in gleicher Weise mit der Plumehöhe zunehmenden Einmischung mit der Steigung m wie durch den Entraimentkoeffizienten f in Gl. B.5 gegeben, resultiert damit anstelle Gl. B.3 von dieser Einmischungshöhe an eine Plume-Masseneinmischung gemäß

$$M_{Pl\ Prisma} = bR \cdot 2^{3/2} \cdot m \cdot \rho_G \cdot \sqrt{\frac{\rho_G - \rho_{Pl}}{\rho_G}} \cdot g \cdot h^{3/2} \quad (B.21)$$

- Die Raumschleife (Bild B.2) wurde in zwei aufeinander folgende Raumschleifen gesplittet, wobei in ersterer zu den aktuellen Vorgängen am Brandherd/Plume die Berechnung der unter Wahrung von Energie- und Massenbilanz stattfindenden Strömungsvorgänge erfolgt. Alle hierfür zu betrachtenden Zustandsgrößen wie Druck, Gasschichttemperatur, Gasschichtdicke stammen für sämtliche vor- und nachgelagerte Räume aus demselben vorhergehenden Zeitschritt. Erst bei einem zweiten Durchlaufen der Raumabfolge von 'heiß nach kalt' für den identischen Zeitschritt werden die neuen Zustandsgrößen (Neuaufteilung der Zonen zu der aktualisierten Gasschichthöhe, Luftschichttemperatur, Gaskonzentrationen, Wärmeabgabe an die Wände und Temperaturverlauf in den Wänden) berechnet. Vorteil dieser doppelten Schleife ist, daß - ohne Vergrößerung sämtlicher Zustandsgrößenfelder - konsequent auch für diese Berechnung nur Größen aus demselben Zeitschritt verwendet werden können.
- Im Kernstück des Programms wurde die Durchführung der Iterationen bei Energie- und Massenbilanz optimiert, so daß sich das Programm weniger anfällig zeigt hinsichtlich Iterationsschwierigkeiten: Gelegentlich blieben die Iterationen zur Lösung der Massenbilanz erfolglos, weil sich Rechenschrittfolgen einstellten, die bei der Suche nach einem neuen Raumdruck p_{j+1} zu p_j auf alterierend immer wieder dieselben Drücke p_{j+1} , p_j , p_{j+1} , p_j ,

p_{j+1} ... stießen. Mit Hilfe des Gradienten $\frac{\partial M}{\partial p}$ wurde hier ein neuer Raumdruck p zum

Massendefekt $\Delta \dot{M} = (\dot{M}_{Raum\ alt} + \sum \dot{M}_{Gasaustausch} \cdot dt - \dot{M}_{Raum\ neu}) / dt = 0$ gesucht:

$$p_{j+1} = p_j + \Delta p = p_j + \Delta \dot{M}_j \cdot \left. \frac{\partial M}{\partial p} \right|_j, \quad (B.22)$$

wobei $\dot{M}_{Raum\ neu}$ die vom betrachteten Raumvolumen zum zugehörigen Druck, den temperaturabhängigen Gasdichten und der Gasschichthöhe insgesamt zu umfassenden Gasmassen bezeichnet. Diesen Fällen des 'Festsitzens' im Lösungsfindungsprozeß wurde ein neuer Startdruck zur Untersuchung der Massenbilanz angeboten mit

$$p_{neu} = \frac{p_j + p_{j+1}}{2} \quad (B.23)$$

Zusätzlich hilft und half auch in der Programmversion 1991 das Pegasus-Verfahren bei der Lösungsfindung.

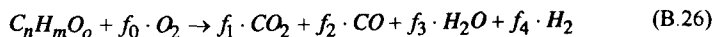
- Zu der in den Türöffnungen zwischen den Räumen berechneten Heißgasströmungsgeschwindigkeit wird die Gasausbreitung durch den der Tür folgenden Raum (Nachbarraum des betrachteten Raumes) berechnet und daraus im Falle, daß dieser Raum erstmalig mit Heißgas belastet ist, der Heißgaseintreffzeitpunkt für die nachfolgende Raumentür ermittelt. Solange dieser berechnete Gaseintreffzeitpunkt in der simulierten Zeitrechnung noch nicht erreicht ist, werden die Gasbewegungen für diese dem Nachbarraum folgende Tür ignoriert, obwohl derartige Massenströme wegen der im Zonenmodell immer auf die gesamte Raumgrundfläche bezogenen Heißgasmasse an sich durchaus schon berechnet würden.
- Die Dichte der Gase wurde in Abhängigkeit des jeweiligen berechneten Raumdruckes dargestellt, womit die Erfüllung der Massenbilanz genauer überprüft werden kann.
- Der gesamte Emissionsgrad der Heißgase ε_G wird aus dem nach /A.5/ berechneten Emissionsgrad $\varepsilon_{H_2O\ CO_2}$ entsprechend dem Wasserdampf- und Kohlendioxidgehalt jetzt unter zusätzlicher Berücksichtigung des Extinktionskoeffizienten σ entsprechend dem Rauchpartikelgehalt zu

$$\varepsilon_G = 1 - (1 - \varepsilon_{H_2O\ CO_2}) \cdot e^{-\sigma \cdot s_{gl}} \quad (B.24)$$

berechnet, wobei für die 'gleichwertige Gasschichtdicke' s_{gl} hier die Höhe der Heißgaschicht dhG verwendet wird /B.16/. Dieser Zusammenhang (Gl. B.24) folgt aus /A.5/:

$$\tau_G = 1 - \varepsilon_G = (1 - \varepsilon_{H_2O\ CO_2}) \cdot e^{-\sigma \cdot s_{gl}} = \tau_{H_2O\ CO_2} \cdot \tau_R \quad (B.25)$$

- Für den konvektiven Wärmeübergang wurde ein Faktor (*FakAlf*) vorgesehen, welcher es ermöglicht, Abweichungen der umfassenden Raumbooberfläche (Wellenprofil, große Oberflächenrauigkeit) gegenüber derjenigen des als quadratisch und plan idealisierten Tunnelquerschnittes zu berücksichtigen (vgl. Gl. B18). Diese Option sollte nur bei groben Oberflächenunebenheiten Δz angewendet werden, wo die Eindringtiefe der Bauteil-Erwärmungsfront über die vorgesehene Rechendauer vergleichsweise klein ist. Der für die Tunnelbrandversuche berechnete konvektive Wärmeübergangskoeffizient unterschreitet 7 W/m²K nicht (vgl. Kapitel A.2.8).
- Die Berechnung der Verbrennungsprozesse ist gegenüber der Original-Programmversion bei gleichen Grundannahmen geändert worden. Es zeigten sich für die unvollständige Verbrennung fehlerhafte Berechnungen. Unter der Voraussetzung, daß zum Brandgut $C_n H_m O_o$ ein Verbrennungsprozeß gemäß



angesetzt werden kann /B.1/, folgt unter zusätzlicher Beachtung des Wassergasgleichgewichtes mit

$$K_{Gleich}(T) = \frac{\left[\frac{p_{CO}}{p_{CO_2}} \right] \cdot \left[\frac{p_{H_2O}}{p_{H_2}} \right]}{\left[\frac{p_{CO_2}}{p_{CO}} \right] \cdot \left[\frac{p_{H_2}}{p_{H_2O}} \right]} \quad (B.27)$$

eine Molenbildung pro Mol umgesetzten Brandgutes mit den Koeffizienten zu Gl. B.26

$$\begin{aligned} f_1 &= \frac{C}{2 \cdot A} \pm \sqrt{\left(\frac{C}{2 \cdot A} \right)^2 + \frac{B}{A}}, & f_2 &= n - f_1, \\ f_3 &= 2 \cdot f_0 + o - 2 \cdot f_1 - f_2, & f_4 &= m/2 - f_3, \end{aligned} \quad (B.28)$$

wobei

$$A = 1 - K_{\text{Gleich}}(T),$$

$$B = n \cdot (n - o - 2 \cdot f_0), \quad C = A \cdot (o + 2 \cdot f_0) + K_{\text{Gleich}}(T) \cdot (n + \frac{m}{2}). \quad (\text{B.29})$$

Die Lösung dieser Gleichungen erfordert die Vorgabe des zur Verfügung stehenden Sauerstoffes in Form von

$$f_0 = \frac{v_{O_2}}{v_{\text{Brg}}}. \quad (\text{B.30})$$

Selbst für die vollständige Verbrennung wird vom vorhandenen Sauerstoff nur ein ϕ_{max} -facher Anteil zur Verfügung gestellt, wobei ein Überschreiten des vorzugebenden maximalen Ventilationsfaktors ϕ_{max}

$$\frac{v_{O_2} - \text{Bedarf}}{v_{O_2} - \text{Angebot}} = \phi > \phi_{\text{max}} \quad (\approx 0,9) \quad (\text{B.31})$$

zu der Annahme einer unvollständigen Verbrennung führt. ϕ_{max} stellt einen Erfahrungswert für die bei realen Brandgütern anzunehmende unvollständige Durchmischung der pyrolysierten Gase mit der eingemischten, sauerstoffhaltigen Zuluft dar. Es gilt damit für f_0

$$f_0 = \frac{M_{O_2} - \text{Angebot}}{R_{\text{theor}}} \cdot \frac{u_{\text{Brg.}}}{u_{O_2}} \cdot \phi_{\text{max}} \quad (\text{B.32})$$

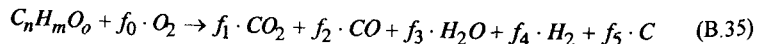
mit

$$\dot{R}_{\text{tats}} = \dot{R}_{\text{theor}} \cdot \frac{\phi_{\text{max}}}{\phi}. \quad (\text{B.33})$$

Diese Gleichungen sind grenzwertig spätestens dann nicht mehr erfüllt, wenn das Sauerstoffangebot bei minimalem Verzehr von Sauerstoff zur Verbrennung des im Brandgut vorhandenen Kohlenwasserstoffs - also bei ausschließlicher Verbrennung zu CO, ohne Entstehung von H₂O oder CO₂ (vgl. Gl. B.26) - nicht mehr ausreicht, also für

$$f_0 < \frac{n - o}{2}. \quad (\text{B.34})$$

Daher muß für ein Sauerstoffangebot nach Gl. B.32 von einer chemischen Bilanzgleichung gemäß



ausgegangen werden, bei welcher auch unverbrannte C-Anteile (weder in Kohlendioxid noch in Kohlenmonoxid umgesetzt) des Brandgutes anzunehmen sind. Für die in diesem Falle zutreffende Lösung

$$f_1 = \frac{C}{2 \cdot A} \pm \sqrt{\left(\frac{C}{2 \cdot A}\right)^2 + \frac{B}{A}}, \quad f_2 = n - f_1 - f_5, \\ f_3 = 2 \cdot f_0 + o - 2 \cdot f_1 - f_2, \quad f_4 = \frac{m}{2} - f_3, \quad (\text{B.36})$$

mit

$$A = 1 - K_{\text{Gleich}}(T), \quad B = (n - f_5) \cdot (n - o - 2 \cdot f_0 - f_5),$$

$$C = A \cdot (o + 2 \cdot f_0) + K_{\text{Gleich}}(T) \cdot (n + \frac{m}{2} - f_5) \quad (\text{B.37})$$

erweisen sich Gl. B.28 und Gl. B.29 als Sonderfall mit $f_5 = 0$. Die Lösung des zugehörigen Gleichungssystems mit fünf Unbekannten erfolgt durch Suche der kleinstmöglichen Belegung für die Variable f_5 , für die alle anderen Koeffizienten positiv werden und $f_2 \leq f_1$.

B.1.2 Eingabe-Datensatz

Die vom Modell angebotene Bandbreite und die vom Anwender getroffene Auswahl der vorzugebenden Eingangsdaten bestimmen die Anpassung des Modells an die zu simulierenden Verhältnisse.

Folgende Eingabegrößen werden u.a. vom Programm berücksichtigt:

- Brandherd und Brandgut: die Lage und Ausdehnung des Brandherdes, die maximale Brandlast, die Brandgutzusammensetzung, der untere Heizwert, die Rauchpotentiale bei Verbrennung und Verschwelung
- Verbrennung: die Pyrolyse- bzw. Energiefreisetzungsrates, die maximale Ventilationszahl (für eine vollständige Verbrennung), der Strahlungsverlustanteil bei der Energiefreisetzung
- die Segmentierung des Tunnels: Anzahl, Abmessungen, Höhenlageverhältnisse der Räume, Größe und Anordnung von Verbindungs- bzw. Außenöffnungen
- Randbedingungen: Anzahl und Lage von Außentüren und -fenstern, auf ihnen lastende Winde, Dachöffnungen, Kamine, maschinelle Zu- und Abluft-Volumen- bzw. Massenströme
- Umfassungsbauteile: Dicke und Stoffdaten (λ , ρ , c_p , ϵ) der Umfassungsbauteile, berechnete Einstrahlzahlen zur Beschreibung des Strahlungsaustausches zwischen Wänden, Gasschicht und Plume
- Steuergrößen des Rechenablaufs: Zeitschrittweite dt für die Schleife über die Raumabfolge, Zeitschrittweite $dtN = dt/Ndt$ für die Energie- und Massenbilanz bei Massenbewegungen zwischen aktuellem und benachbarten Räumen, Iterations-Grenzen.

Bild B.4 zeigt am Beispiel eines Heptan-Pool-Brandes einen Auszug aus dem Eingabefile. Hier wurde ein Tunnelausschnitt von 350 m in 15 'Räume' unterteilt, die wegen der abnehmenden Raumlänge für kleineren Abstand zum Brandherd eine höhere Auflösung (Genauigkeit) der Rechenergebnisse in Brandherdnähe versprechen. Bei dieser Segmentierung entspricht eine jede Raummitte in idealer Weise den Meßquerschnitten im Versuchsprogramm (vgl. Kap. A.), so daß ein Vergleich von Meß- und Rechenwerten besonders einfach wird. In Bild B.5 ist der Höhenverlauf der in Bild B.4 vorgegebenen Raumanordnung (unterschiedliche Maßstäbe in horizontaler und vertikaler Ausrichtung) dargestellt.

Eingabedaten für das WB-Programm														
1. Brandmaterial														
Heptan	7	<--- IC	:	chem. Formel des Brennstoffes	[-]									
16	<--- IM	:	chem. Formel des Brennstoffes	[-]										
0	<--- IO	:	chem. Formel des Brennstoffes	[-]										
44400.	<--- Hu	:	unterer Heizwert	[kJ/kg]										
83000.	<--- Quotbr:	:	Rußfreisetzung Verbrennung	[K/m]										
83000.	<--- Quotaw:	:	Rußfreisetzung Verschmelzung	[K/m]										
2. Der Brandherd														
800.0	<--- BrLast:	:	Brandlast	[kg]										
2.	<--- vAbbr:	:	Abbrandgeschwindigkeit	[m/Min]										
0.9	<--- PHImax:	:	maximale Ventilationszahl	[-]										
0.4	<--- PStra:	:	Strahlungsanteil Plume	[-]										
1	<--- AnzBrh:	:	Anzahl der Brandherde	[-]										
0.5	<--- hbRh:	:	Höhe des Brandherdes	[m]										
1.13	<--- DBrhm:	:	max. Durchmesser des Brandherdes	[m]										
0.98	<--- RF	:	Relative Luftfeuchtigkeit	[-]										
3. Die Raumgeometrie														
15	<--- Anzahl	:	Anzahl der Räume											
Pb	Pl	:	Ort des Plumes im 1. Raum											
3.	5.	:												
hR	:	:	Höhe	[m]										
5.0	5.2	5.25	5.55	5.2	4.85	5.15	5.2	5.1	5.2	5.25	5.1	4.95	5.1	5.2
bR	:	:	Breite	[m]										
6.0	5.9	6.3	6.2	6.3	6.5	7.0	6.6	6.5	6.25	6.2	6.4	6.4	7.0	5.5
lR	:	:	Länge	[m]										
10.	10.	10.	10.	20.	20.	50.	50.	10.	10.	10.	20.	20.	50.	50.
im jeweiligen Raum: Anzahl Türen + Höhe + Breite + Geschwindigkeit auf Tür, Strömungsweglänge im Raum bis Tür, vorhergehender Raum, Anzahl der Außentüren:														
NrR	AnzT	ht	bT	vOT	Strom1	bT2	bT2	vOT2	Strom2	NrRvor	AnzTa			
1	2	5.0	5.9	-0.6	5.	5.0	6.0	0.6	5.	0	0			
2	1	5.2	5.9	-0.6	10.					1	0			
3	1	5.25	6.2	-0.6	10.					2	0			
4	1	5.55	6.2	-0.6	10.					3	0			
5	1	5.2	6.3	-0.6	20.					4	0			
6	1	4.85	6.5	-0.6	20.					5	0			
7	1	5.15	6.6	-0.6	50.					6	0			
8	1	5.2	6.6	-0.6	50.					7	1			
9	1	5.1	6.25	0.6	10.					1	0			
10	1	5.2	6.2	0.6	10.					9	0			
11	1	5.25	6.2	0.6	10.					10	0			
12	1	5.1	6.4	0.6	20.					11	0			
13	1	4.95	6.4	0.6	20.					12	0			
14	1	5.1	5.5	0.6	50.					13	0			
15	1	5.2	5.5	0.6	50.					14	1			
dNR	:	:	Höhen	differenz des Bodenniveaus zwischen 2 Raumsegmenten	[m]									
.00	.11	.12	.19	.17	.16	.06	.06	-.12	-.11	-.12	-.17	-.10	-.05	-.30
4. Der zeitliche Verlauf des Brandes														
3	<--- Pyrolyse	:	rate (linear interpoliert aus Stützpunkten)											
t[s]	PyRath	:	[kg/s]											
0.	0.0	:												
60.	0.07	:												
3600.	0.07	:												
5. Die Stoffdaten														
SBrho	:	:	Dichte	Boden	[kg/m3]									
2340.	2340.	2340.	2340.	2340.	2340.	2340.	2340.	2340.	2340.	2340.	2340.	2340.	2340.	2340.
SBcp	:	:	Wärmekapazität		[kJ/kgK]									
0.88	0.88	0.88	0.88	0.88	0.88	0.88	0.88	0.88	0.88	0.88	0.88	0.88	0.88	0.88
SHlam	:	:	Wärmeleitfähigkeit		[W/mK]									
1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1
SDick	:	:	Dicke	des Bodens	[m]									
0.6	0.6	0.6	0.6	0.6	0.6	0.6	0.6	0.6	0.6	0.6	0.6	0.6	0.6	0.6
SDrho	:	:	Dichte	Decke	[kg/m3]									
2340.	2340.	2340.	2340.	2340.	2680.	2680.	2680.	2680.	2340.	2340.	2340.	2340.	2340.	2340.
SDcp	:	:	Wärmekapazität		[kJ/kgK]									
0.88	0.88	0.88	0.88	0.88	0.97	0.97	0.97	0.97	0.88	0.88	0.88	0.88	0.88	0.88
SHlam	:	:	Wärmeleitfähigkeit		[W/mK]									
1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	3.0	3.0	3.0	3.0	1.1	1.1	1.1	1.1	3.0	3.0
SDick	:	:	Dicke	der Decke	[m]									
0.6	0.6	0.6	0.6	0.6	0.6	0.6	0.6	0.6	0.6	0.6	0.6	0.6	0.6	0.6
FakAlf	:	:	Faktor	zum konvektiver Wärmeübergangskoeffizient	[-]									
2.	2.	2.	2.	2.	2.	2.	2.	2.	2.	2.	2.	2.	2.	2.
PSI	:	:	(= XSIWand)	Strömungswiderstandskoeffizient (Wände)	[-]									
0.043														
6. Daten zur Steuerung des zeitlichen Ablaufs														
tmax	dt	Ndt	dtAusg											
3600.	1.0	5	60.0											

Bild B.4: Auszug aus dem Eingabefile für einen Heptan-Pool-Brandversuch

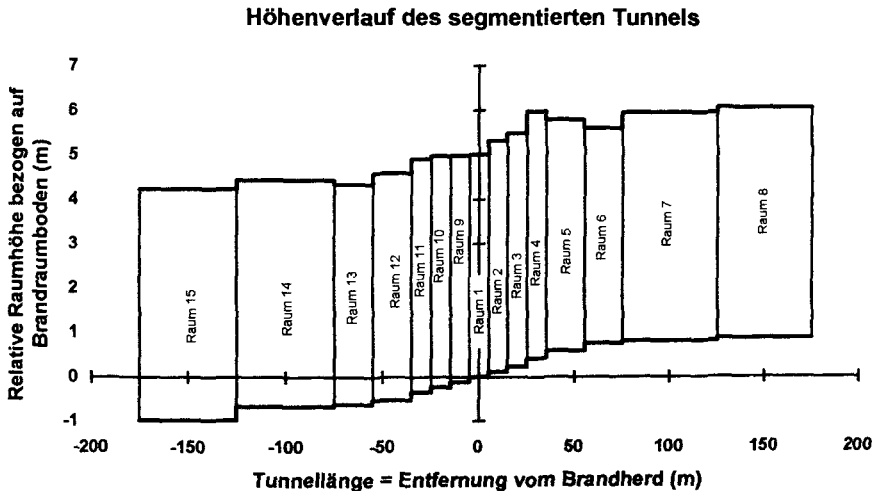


Bild B.5: Geodätischer Raum-Höhenverlauf für die nach Bild B.4 vorgenommene Tunnelsegmentierung (unterschiedliche Maßstäbe für Längs- und Höhenachse!)

Für die Stoffwerte von Decke und Boden (vgl. Tab. A.9) ist berücksichtigt, daß der Boden des Tunnels betoniert war. Im Bereich von gut 50 m vor und hinter dem Brandherd sind weite Teile von Tunnelwandung und das gesamte Tunneldeckengestein durch einen Brandschutz-Spritzbeton vor der wiederholten thermischen Belastung geschützt worden - sowie das Meßteam vor den möglicherweise auftretenden Steinschlägen des zerklüfteten Felsens.

Integriert in das Programm sind die Vorgaben des Wand-Emissionsgrades ε und der Ausgangstemperatur T_0 , die zunächst sowohl die Außenluft als auch Gestein und Tunnelluft charakterisiert. Gemäß der Pyrometrie-Ergebnisse (vgl. Kap. A.2.8) wurde $\varepsilon = 0,9$ für den Spritzbeton sowie für das Tunnelgestein verwendet.

Die Vergrößerung der Tunnelinnenoberfläche durch Vor- und Rücksprünge des Gesteins gegenüber einer rechteckigen Querschnittsform ist in Bild B.4 durch $Fak_{Alf} = 2$ berücksichtigt (vgl. Kap. B.1.3.5).

B.1.3 Überprüfung der Eignung und Anpassungsfähigkeit des Modells an die spezifischen Tunnelverhältnisse

Zur Veranschaulichung der Auswirkungen, die eine Variation der Daten-Eingabe auf die berechneten Ergebnisse haben kann, soll nun in mehreren Rechenläufen durch Änderung nur einzelner Parameter nach und nach eine Anpassung an die durch den Versuchstunnel gegebenen Verhältnisse vollzogen werden.

Auswirkungen einzelner Änderungen der Vorgaben können so Schritt für Schritt verfolgt und dabei möglicherweise auftretende Abweichungen gegenüber dem tatsächlich ermittelten Versuchsergebnis innerhalb des Rechenverfahrens genauer lokalisiert werden. Am deutlichsten lassen sich entsprechende Einflüsse an Rechenläufen studieren, die stationäre Verhältnisse simulieren. Daher wurde die konstante Pyrolyserate von 70 g/s der Heptan-Brandversuche H11 und H21 vorgegeben, ergänzt um einen linearen Anstieg von 0 g/s auf 70 g/s zwischen der 0. und der 1. Brandminute. Die konstante Pyrolyserate mit 70 g/s entspricht einer Energiefreisetzungsrate von 3,1 MW.

Die folgenden Rechenvariationen befassen sich zunächst mit Einflüssen der gewählten Segmentierung und der vorzugebenden zeitlichen Steuergrößen auf das Rechenergebnis. Es folgt die Anpassung an den geodätischen Höhenverlauf des Tunnels und die Vorgabe einer Längsströmung. Hernach werden Auswirkungen aus der Vergrößerung des konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten auf das Rechenergebnis aufgezeigt.

Daher wird zunächst die Tunnelgeometrie sehr vereinfacht als neigungslos verlaufend und mit konstantem rechteckigen Querschnitt angesetzt. Ein eingeblassener Massenstrom wird ignoriert, d.h. für die unterlegte Längslüftung gilt $v_0 = 0$ m/s. Die vorgegebene Ausgangstemperatur beträgt 0°C, was im Mittel für die Heptan-Brandversuche gemessen wurde.

Als Kontrollgrößen zur Beurteilung der berechneten Massenbewegungen und -vermischungen sollen stellvertretend für den Mischungsgrad die CO₂-Konzentrationen und zur Repräsentation des Energiegehaltes die Gastemperaturen betrachtet werden. Zwecks Unterstützung der Beurteilung ist den berechneten Konzentrationen und Temperaturen in jeweils einer dritten Darstellung die Dicke der durch diese mittleren Werte charakterisierten Gas- bzw. Luftschicht gegenübergestellt. Weiterhin eingetragen ist in diese dritte Abbildung der Verlauf der Neutralen Ebene (im Bereich der Raumsegment-Grenzen), die für eine Strömungsgeschwindigkeit $v(h) = 0$ m/s steht. Die Strömungsrichtung und Größe der Strömungsgeschwindigkeit läßt sich an kleinen Bälkchen, ausgehend von der gepunkteten Querschnittslinie ($\equiv 0$ m/s), ablesen. Wie die berechneten Temperaturen und CO₂-Konzentrationen beziehen sich auch die stilisierten Gasgeschwindigkeiten jeweils auf die gesamte Gas- bzw. Luftschicht.

Alle Momentan-Darstellungen des Kapitels B.1.3 betreffen die 25. Brandminute, was den unter A.2.1 dargestellten Meßergebnissen entspricht. Für die berechnete Temperaturverteilung sind dann nahezu stationäre Zustände eingetreten, welche für die berechnete CO₂-Konzentration nicht erreicht werden können. Die Stabilität der berechneten Werte hinsichtlich einer weiteren zeitlichen Entwicklung kann man den in den Temperatur- und CO₂-Darstellungen ebenfalls abgebildeten Rechenergebnissen für die 15. Brandminute (gestrichelter Kurvenverlauf) entnehmen.

B.1.3.1 Die Segmentierung des Tunnels

Da sämtliche Mischungsprozesse zwischen den Gasschichten - raumintern und zwischen den Räumen - nur raumweise für die Raumsegmentgrenzen berechnet werden, ist zu untersuchen, inwiefern die Vorgabe einer Segmentierung des Tunnels zu einer Raumfolge von Einfluß auf das Rechenresultat ist. Grundlage der Berechnung sind die diskontinuierlich über der Tunnel-länge für einen jeden Raum zum betrachteten Rechenzeitpunkt gültigen Zustandsgrößen zu Druck, Gasschichthöhe, Temperaturen usw. . Ergebnisse nach einem Zeitschritt dt sind wieder-

um diskontinuierlich über der Tunnellänge die jedem Raum zugeordneten neuen Zustandsgrößen. Es stellt sich die Frage, ob die über der Tunnellänge gestufte Zuordnung der Zustandsgrößen unabhängig von der vorgegebenen Raumsegmentierung zu gleichen Gradienten der Zustandsgrößen über der Tunnellänge führt. Die folgenden Rechenläufe sollen diese Fragestellung untersuchen helfen.

Alle Raumsegmente seien identisch in den Abmessungen. Für ein identisches Bodenniveau und eine Längsströmung $v_0 = 0$ m/s folgte also Symmetrie für die berechneten Größen.

Zunächst soll daher der Einfluß von Randräumen an einer über dem Brandherd asymmetrischen Raumaufgliederung bei äquidistanten Raumsegmenten betrachtet werden. Die Wahl der Untergliederung der langgestreckten Geometrie in Einzelsegmente könnte wegen der Durchführung der Energie- und Massenbilanzen mit Druckausgleich nur zwischen den Räumen sowie wegen der Berechnung von Strömungsverlusten und Mischungsvorgängen an den Segmentgrenzen von Einfluß auf das gesamte Rechenergebnis sein. Die speziellen - von dem Eingabesatz in Bild B.4 abweichenden - Eingabegrößen stellt Tabelle B.1 zusammen.

Tabelle B.1: Von dem Eingabesatz in Bild B.4 abweichende Eingabedaten des Rechenlaufes a)

a) Segmentierung von -85 m bis +65 m	
$IR = 10$ m	alle Räume sind gleich lang
$hR = 5,2$ m	alle Räume sind gleich hoch
$bR = 6,3$ m	alle Räume sind gleich breit
$hRB = 0$ m	alle Räume befinden sich auf gleichem Bodenniveau
$v_0 = 0$ m/s	keine vorgegebene Längsströmung
$FakAlf = 1$	keine Vergrößerung des konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten

Es wird also mit 15 Räumen à 10 m gerechnet; das Zeitintervall für die Raumschleife beträgt eine Sekunde, die Massenströme zwischen den Räumen (Massen- und Energiebilanz) werden 5-mal in jeder Sekunde ermittelt.

Bild B.6 zeigt, daß ein Einfluß der Asymmetrie auf die berechnete Temperaturverteilung kaum zu erkennen ist. Ebenso verhält sich die CO_2 -Konzentration der Gasschicht unbeeinträchtigt von Randraumeinflüssen. Für die Kaltluftschicht jedoch sind deutlich die Auswirkungen der Randraumlage durch eingesogene Frischluft an der Erniedrigung des CO_2 -Gehaltes zu sehen. Hierdurch verschiebt sich der Ort maximaler CO_2 -Konzentration für die Luftschicht in Richtung Mittelraum des betrachteten Tunnelausschnittes im Falle einer dezentralen Brandraumlage.

In Bild B.7 sind die entsprechenden Ergebnisse für die nahezu identische Berechnung b) bei ausschließlicher Verdoppelung der Raumsegment-Länge dargestellt (Tab. B.2).

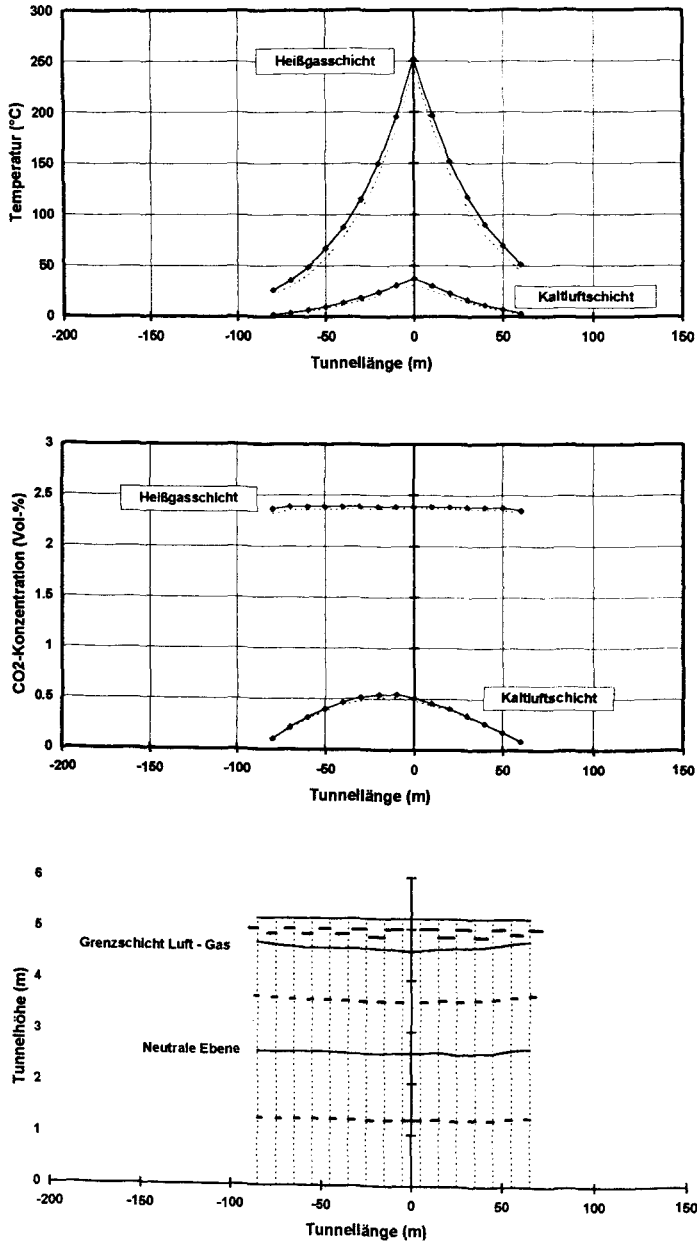


Bild B.6: Berechnete Temperaturen, CO₂-Konzentrationen und Gasverteilung zum Fall a) aus B.1.3.1 für die 25. Simulationsminute (sowie gestrichelt für die 15. Minute)
- Bilderläuterungen unter B.1.3

Tabelle B.2: Von dem Eingabesatz in Bild B.4 abweichende Eingabedaten des Rechenlaufes b)

b) Segmentierung von -170 m bis +130 m	
$lR = 20 \text{ m}$	alle Räume sind gleich lang
$hR = 5,2 \text{ m}$	alle Räume sind gleich hoch
$bR = 6,3 \text{ m}$	alle Räume sind gleich breit
$hRB = 0 \text{ m}$	alle Räume befinden sich auf gleichem Bodenniveau
$v_0 = 0 \text{ m/s}$	keine vorgegebene Längsströmung
$FakAlf = 1$	keine Vergrößerung des konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten

Zu überprüfen ist, inwieweit die Rechenergebnisse zum Rechenlauf a) einen Ausschnitt aus der Berechnung b) darstellen.

Der größere Abstand zu den Portalen durch Berechnung eines längeren Tunnelausschnitts macht sich in einer leichten Erhöhung der CO_2 -Konzentration - sowohl für die Heißgas- als auch für die Kaltluftschicht bemerkbar. Deutlich ist auch die noch fortwährende zeitliche Zunahme des CO_2 -Gehaltes zu erkennen.

Die asymmetrische Verschiebung des Konzentrations-Maximums in der Luftschicht wird für einen längeren Tunnelausschnitt mit größerer Entfernung zu den 'Portalen' schwächer. Doch auch hier zeigt sich ein bogenförmiger Verlauf der CO_2 -Konzentration mit Abfall bis auf nahezu 0 % an den Portalen.

Für die berechneten Temperaturen zeigt sich eine gute Übereinstimmung für den Ausschnitt von -80m bis +60m. Hierbei ist (insbesondere für die Räume bei -10 m, ± 0 m und +10 m) zu bedenken, daß die dargestellten, durch Kurven verbundenen Rechenwerte die mittlere Temperatur eines jeden Gasschicht-Raumsegmentes repräsentieren. Je größer also der eigentliche Temperaturgradient über der Tunnellänge innerhalb des betrachteten Raumes ist, desto eher treten für Rechenläufe mit variiertem Raumsegment-Länge Unterschiede für die Rechenwerte auf. Folglich stellt der maximale Heißgasschicht-Temperaturwert von ca. 250°C im Rechenlauf a) damit ebenfalls nicht die maximal (zu berechnende) Heißgastemperatur in Brandherdnähe dar, sondern steht für die Gastemperatur der repräsentierten Heißgasschicht des Raumsegmentes von -5 m bis +5 m. Für eine Beurteilung der thermischen Belastung der Tunnelfirste direkt über dem Brandherd sind daher eher die ebenfalls berechneten oberen Plume-Temperaturen maßgeblich denn die für den Brandraum berechneten Heißgastemperaturen.

Bezüglich der Geschwindigkeits- und Gasverteilung zeigen sich für den Ausschnitt von -85 m bis +65 m keine Unterschiede.

Resumierend kann aus dieser Untersuchung geschlossen werden, daß Einflüsse von Randräumen sich im wesentlichen auf die Berechnung der Gaskonzentrationen der Kaltluftschicht

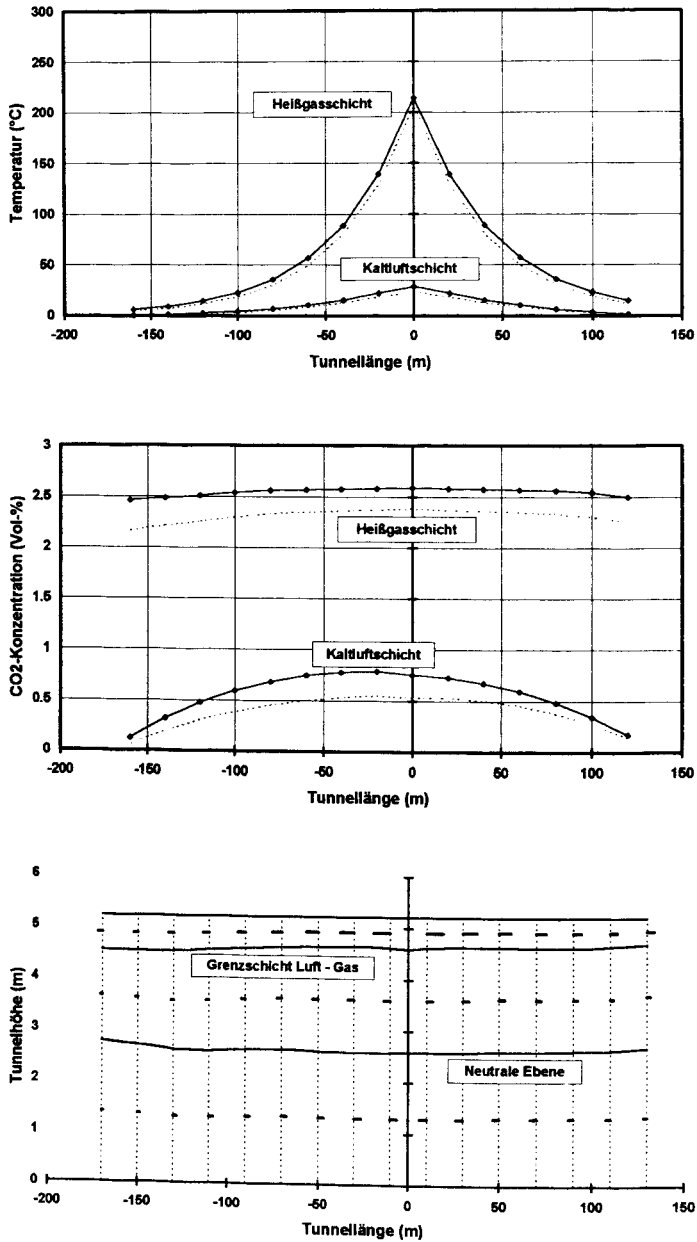


Bild B.7: Berechnete Temperaturen, CO₂-Konzentrationen und Gasverteilung zum Fall b) aus B.1.3.1 für die 25. Simulationsminute (sowie gestrichelt für die 15. Minute)

auswirken. Der Ausschnitt sollte nicht zu klein gewählt werden, um die Verdünnung der Gase durch Einfließen sauberer (von Verbrennungsbestandteilen freier) Frischluft nicht zu groß werden zu lassen. Dieses gilt insbesondere für eine asymmetrische Raumaufgliederung bzgl. des Brandherdes. Sämtliche Rechenergebnisse stellen die mittleren Werte der vertretenen, als homogen angesehenen Zonen dar; daher ist für eine höhere Auflösung und Genauigkeit der Rechenergebnisse im gradientenstarken Gebiet des Brandherdes eine Verdichtung der Raumsegmentierung zu empfehlen.

B.1.3.2 Die zeitliche Steuerung des Rechenablaufes

In Bild B.8 ist die für die folgenden Vergleichsrechnungen gewählte Segmentierung des Rechenlaufes c) vorgestellt. Sie ist gekennzeichnet durch eine Verdichtung der Raumsegmente für den Brandherd-Nahbereich. Die Raummitten entsprechen den Meßquerschnitten im Versuchsprogramm. Wie in den Berechnungen a) und b) unter B.1.3.1 betragen die zeitlichen Steuergrößen dt als Schrittweite für die Berechnung der Raumschleife (vgl. Bild B.2) 1 Sekunde und die Schrittweite in der Berechnung der Massen- und Energiebilanz $dtN = 0,2$ Sekunden. Damit lauten die für Rechenlauf c) in Abweichung zu Bild B.4 vorgegebenen Eingabegrößen wie in Tab. B.3 aufgeführt.

Tabelle B.3: Von dem Eingabesatz in Bild B.4 abweichende Eingabedaten des Rechenlaufes c)

c) Segmentierung von -175 m bis +175 m	
$IR \neq \text{const.}$	Räume sind unterschiedlich lang: 50 m, 50 m, 20 m, 20 m, 10 m, 10 m, 10 m, 10 m, 10 m, 10 m, 20 m, 20 m, 50 m, 50 m
$hR = 5,2 \text{ m}$	alle Räume sind gleich hoch
$bR = 6,3 \text{ m}$	alle Räume sind gleich breit
$hRB = 0 \text{ m}$	alle Räume befinden sich auf gleichem Bodenniveau
$v_0 = 0 \text{ m/s}$	keine vorgegebene Längsströmung
$FakAlf = 1$	keine Vergrößerung des konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten
$dt = 1 \text{ s}$	Schrittweite der Raumschleife
$dtN = 0,2 \text{ s}$	Schrittweite der Bilanzenschleife

Die Bedeutung der vom Anwender des Programmes zu treffenden Entscheidung hinsichtlich der zeitlichen Steuergrößen soll im folgenden durch Variation derselben untersucht werden:

Es ist anzunehmen, daß mit kleinerer Zeitschrittweite dt zur Bewältigung der Raumschleife auch die Genauigkeit der Rechenergebnisse zunimmt. Auswirkungen von außen - wie die Erhaltung des Außendruckes p_0 für die an die Randräume anschließenden 'Außenräume' - zeigen somit zügiger Rückwirkung auf das im Tunnel eingeschlossene Brandgeschehen.

Hinsichtlich der Rechengenauigkeit der zwischen den Räumen ausgetauschten Massen sowie für die Lösbarkeit des Bilanzgleichungs-Systems dürfte die Zeitschrittweite $dtN = dt/N$ zur Berechnung der Austauschvorgänge zwischen dem jeweils betrachteten Raum mit seinen Anschlußräumen von Bedeutung sein.

Diese Steuergröße wird benötigt, um durch genügend kleine Portionen an Massen- und Energieübergabe das Iterationsverfahren hinsichtlich der Lösbarkeit beider Bilanzgleichungen zu unterstützen. Durch Addition der für die Teilintervalle $dtN = dt/N$ ermittelten Energie- und Massenabgaben (-aufnahmen) wird ein von der Linearität abweichender zeitlicher Verlauf der Ausgleichsprozesse berücksichtigt.

Die Wahl von $dt = 1$ s und $dtN = 0,2$ s wurden schon für die Rechenläufe a) bis c) so klein gewählt, daß die zeitliche Entwicklung des (hierauf am sensibelsten reagierenden) berechneten Bodendruckes keine Schwankungen mehr aufweist.

In Variation dieser Vorgaben wurden die Rechenläufe d), e) und f) mit den in Tab. B.4 angegebenen zeitlichen Eingabegrößen gerechnet.

Tabelle B.4: Zeitschrittweiten dt für die Raumschleife und $dtN = dt/N$ für die Bilanzenschleife zu den Massenaustauschprozessen zwischen den Nachbarräumen für die Rechenläufe d), e) und f)

	dt [s]	N [-]	dtN [s]
Lauf c)	1	5	0,2
Lauf d)	0,2	1	0,2
Lauf e)	0,1	5	0,02
Lauf f)	1	50	0,02

Für diese Wahl wird im Rechenlauf d) die Zeitschrittweite der Raumschleife auf 0,2 s herabgesetzt, ohne das zeitliche Intervall für die Energie- und Massenbilanz zu berühren. Letztere finden daher ohne weitere Untergliederung nur ein einziges Mal innerhalb der Raumschleife pro Raum statt. Mit dieser Variante ergeben sich unrealistisch schwankende Gaskonzentrations- und Temperaturverteilungen, so daß dieser Rechenlauf als nicht erfolgreich bezeichnet werden muß.

Im Rechenlauf e) wird bei gegenüber c) unverändert 5-fachem Durchlaufen der Schleife zur Massen- und Energiebilanz die Raumschleife für jede 0,1 s bearbeitet. Und im Rechenlauf f)

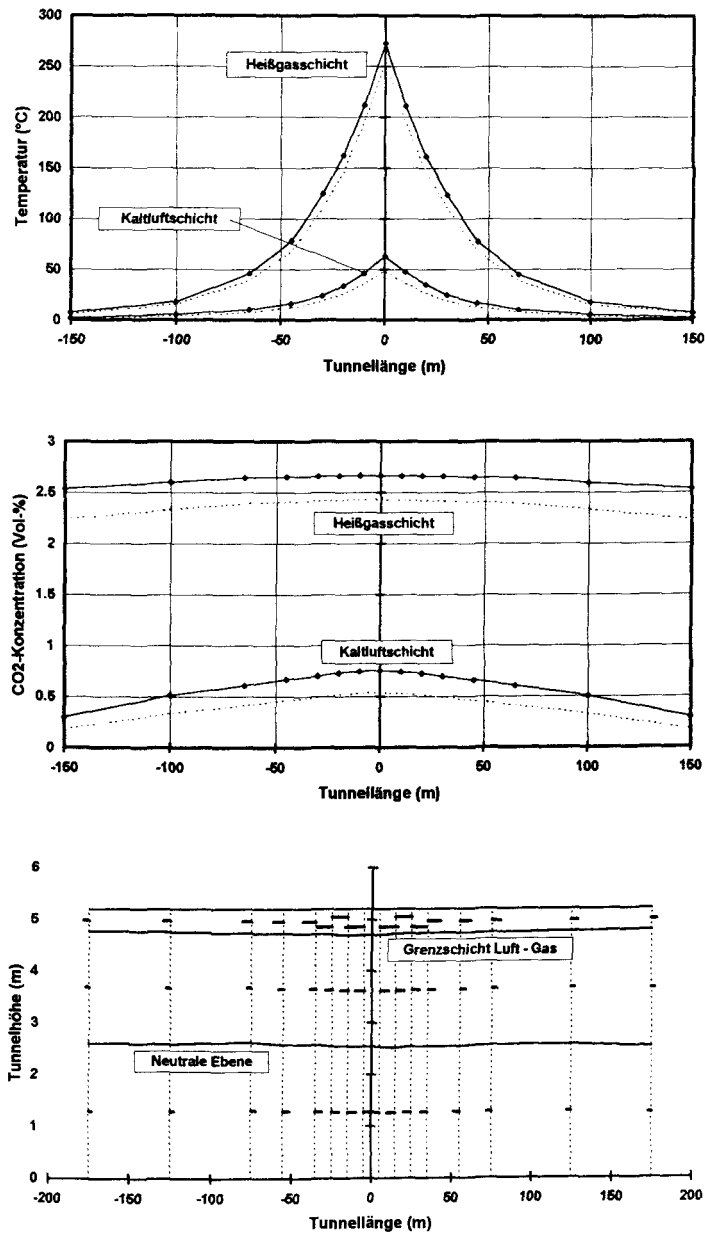


Bild B.8: Berechnete Temperaturen, CO₂-Konzentrationen und Gasverteilung zum Fall c) aus B.1.3.2 für die 25. Simulationsminute (sowie gestrichelt für die 15. Minute)

wird bei gegenüber c) unveränderter Zeitschrittweite $dt = 1$ s für die Raumschleife die Unterteilung von dt zu $dtN = dt/50 = 0,02$ s verzehnfacht, so daß die Austauschprozesse zwischen benachbarten Räumen für 1/50-tel Zeitschrittweiten der Raumschleife berechnet werden. Die Energie- und Massenabgaben werden also 50 mal pro betrachteten Raum innerhalb der Raumschleife jeweils für einen 0,02-Sekunden-Schritt berechnet, dann den bewegungsauslösenden Zustandsgrößen in kleinen Portionen zugeschlagen und erst nach 50 Läufen als Summe der Einzelportionen auf den Zeitschritt dt bezogen.

Für die beiden Rechenvarianten e) und f) sind Abweichungen gegenüber dem Ergebnis nach Lauf c) kaum auszumachen, so daß durch eine solche Erhöhung des Rechenaufwandes kein anderes (genaueres) Ergebnis erzielt wird.

Es ist daher anzunehmen, daß im Falle eines erfolgreichen Rechenlaufes (ohne Fehlermeldungen zu den Iterationen) und für geglättete Druck-Zeit-Verläufe generell eine ausreichend kleine Zeitschrittweite und damit Genauigkeit der Rechenergebnisse gegeben ist. In der vorzugebenden Zeitschrittweite wäre also keine 'Stellschraube' des Programms zu sehen.

B.1.3.3 Anpassung an die geometrischen Vorgaben

Bild B.9 zeigt die entsprechend Lauf c) berechneten Ergebnisse des Rechenlaufes g), wenn die tatsächlichen Raumbreiten und -höhen (bezogen jeweils auf die vorgegebene Länge des jeweiligen Raumsegmentes), wie im Eingabefile in Bild B.4 und in Tab. B.5 angegeben, berücksichtigt werden.

Tabelle B.5: Von dem Eingabesatz in Bild B.4 abweichende Eingabedaten des Rechenlaufes g)

g) Segmentierung von -175 m bis +175 m	
$lR \neq \text{const.}$	Räume sind unterschiedlich lang 50 m, 50 m, 20 m, 20 m, 10 m, 10 m, 10 m, 10 m, 10 m, 10 m, 10 m, 20 m, 20 m, 50 m, 50 m
$hR \neq \text{const.}$	Räume sind unterschiedlich hoch 5,2 m, 5,1 m, 4,95 m, 5,1 m, 5,25 m, 5,2 m, 5,1 m, 5 m, 5,2 m, 5,25 m, 5,55 m, 5,2 m, 4,85 m, 5,15 m, 5,2 m
$bR \neq \text{const.}$	Räume sind unterschiedlich breit 5,5 m, 7 m, 6,4 m, 6,4 m, 6,2 m, 6,25 m, 6,5 m, 6 m, 5,9 m, 6,3 m, 6,2 m, 6,3 m, 6,5 m, 7 m, 6,6 m
$hRB = 0$ m	alle Räume befinden sich auf gleichem Bodenniveau
$v_0 = 0$ m/s	keine vorgegebene Längsströmung
$FakAlf = 1$	keine Vergrößerung des konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten

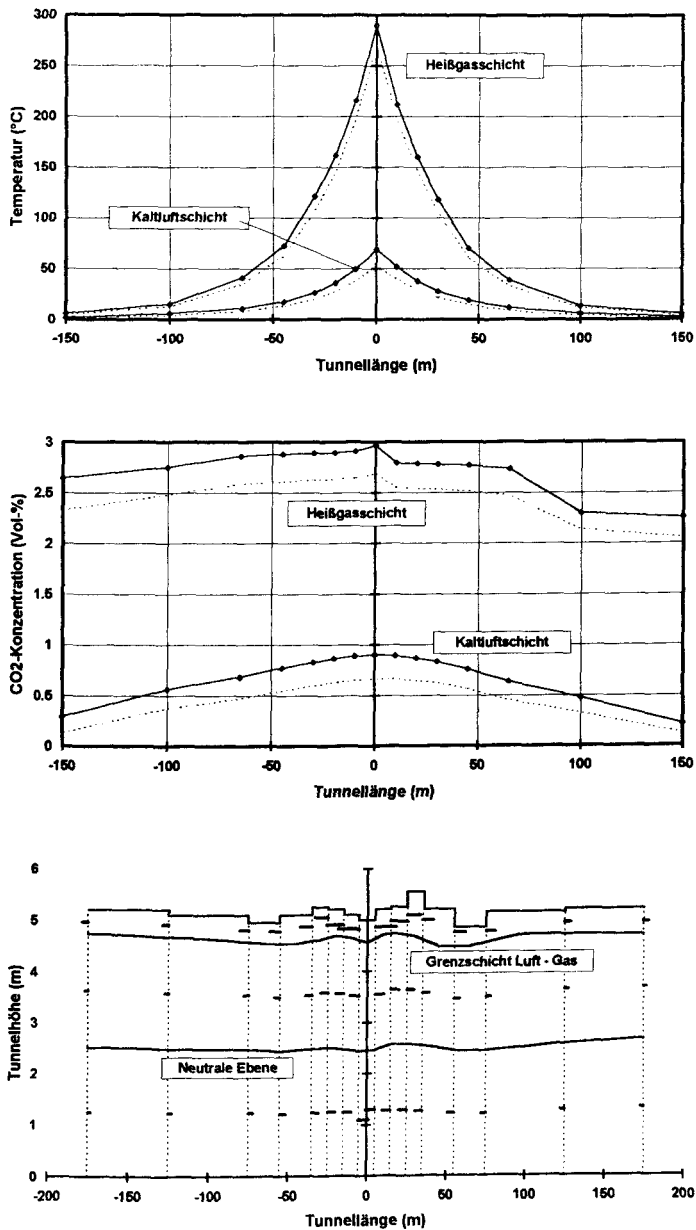


Bild B.9: Berechnete Temperaturen, CO₂-Konzentrationen und Gasverteilung zum Fall g) aus B.1.3.3 für die 25. Simulationsminute (sowie gestrichelt für die 15. Minute)

Es zeigen sich leichte Einflüsse der kavernenartig wirkenden unterschiedlichen Raumhöhen und -breiten auf den Verlauf der Neutralen Ebene und damit auf das Strömungs- und Ausbreitungsverhalten der Gase für diesen Rechenlauf.

Die Einmischung von Frischluft in die Heißgasschicht scheint zumindest im Brandherdnahbereich etwas behindert zu werden, was an den geringfügig höheren CO_2 -Konzentrationen der Heißgase für den Rechenlauf g) im Vergleich zum Rechenlauf c) abzulesen ist. Damit dürfte auch die produzierte und in Plumenähe im Tunnel befindliche Heißgasmasse etwas kleiner ausgefallen sein. Die Ausbreitung der Heißgase wirkt für den Rechenlauf g) eingeschränkt, denn es zeichnet sich ein geringfügig verstärkter Temperatur- und Konzentrationsgradient über der Tunnellänge ab als für den Lauf c).

Mit größerer Entfernung zum Brandherd und größerer Nähe zu den Randräumen gleichen sich nicht nur die berechneten Temperaturen sondern auch die CO_2 -Konzentrationen aus Rechenlauf c) und Rechenlauf g) einander an, was zeigt, daß sich die Heißgase für diese Räume im Rechenlauf g) nicht nur durch Abgabe von Energie abgekühlt haben, sondern daß sie auch eine vergleichbare Einmischung von Frischluft erfahren haben.

Der Rechenlauf g) soll jedoch im wesentlichen als Ausgangsbasis für einen Vergleich mit den Ergebnissen des Rechenlaufes h) dienen, worin nun der tatsächliche geodätische Höhenverlauf des Tunnels für den betrachteten Tunnelausschnitt berücksichtigt wird (vgl. Tab. B.6 und Bild B.5).

Es sind hier nicht nur die der Höhenvermessung entsprechenden Niveaustufen zwischen den einzelnen Raumsegmenten mit ihren geometrischen Auswirkungen auf die Öffnungsflächen zwischen den Räumen zu beachten, sondern auch die schon im brandlosen Zustand unterschiedlichen hydrostatischen Bodendrucke, die selbstverständlich im 'Kalten' für das über der Höhe der Öffnungsflächen benachbarter Räume zu betrachtende Integrationsintervall zu keinerlei Differenzdrücken und damit Gasbewegungen führen. Jedoch sind die über der Branddauer konstant zu haltenden unterschiedlich großen Außendrucke für die beiden verschiedenen hoch gelegenen Außenöffnungen zu beachten. Es gilt für den Anfangsbodendruck eines jeden Raumes

$$p(\Delta h) = p_0 - g \cdot \rho \cdot \Delta h, \quad (\text{B.38})$$

wobei p_0 für den Bodendruck im Brandraum mit $h = 0$ m bei Außenluftdichte steht. Dieses bedeutet für den betrachteten Tunnelausschnitt schon eine hydrostatische Druckdifferenz von 26,5 Pa unter Außenluftbedingungen. Befinden sich im betrachteten Ausschnitt der Tunnelröhre Gase von höherer Temperatur, also kleinerer Dichte gegenüber Außenluft, so treten im Vergleich von Tunnelröhre und Außenraum unterschiedliche hydrostatische Druckdifferenzen über den betrachteten Höhenunterschied auf, und es resultieren hieraus Gasbewegungen innerhalb der Tunnelröhre in Richtung der höhergelegenen Öffnung.

Entsprechende Konsequenzen aus dem geodätischen Tunnelverlauf auf das Strömungsverhalten der Gase ergeben sich auch schon bei kleineren Tunnelausschnitten, sobald Temperatur- und damit Dichtedifferenzen zwischen einzelnen Gasmassen ins Spiel kommen. Der Auftrieb der heißeren, leichteren Gase in schwerer Umgebung bewirkt vermehrt ein Aufstreben in die höheren Regionen und damit in die höher gelegenen Nachbarräume. Es entsteht eine Hauptströmungsrichtung für die wärmeren Gase zur erhöht liegenden Seite hin. Entsprechend verläuft die Neutrale Ebene (mit $v = 0$) schief bezüglich der Tunnelröhre und nahezu horizontal

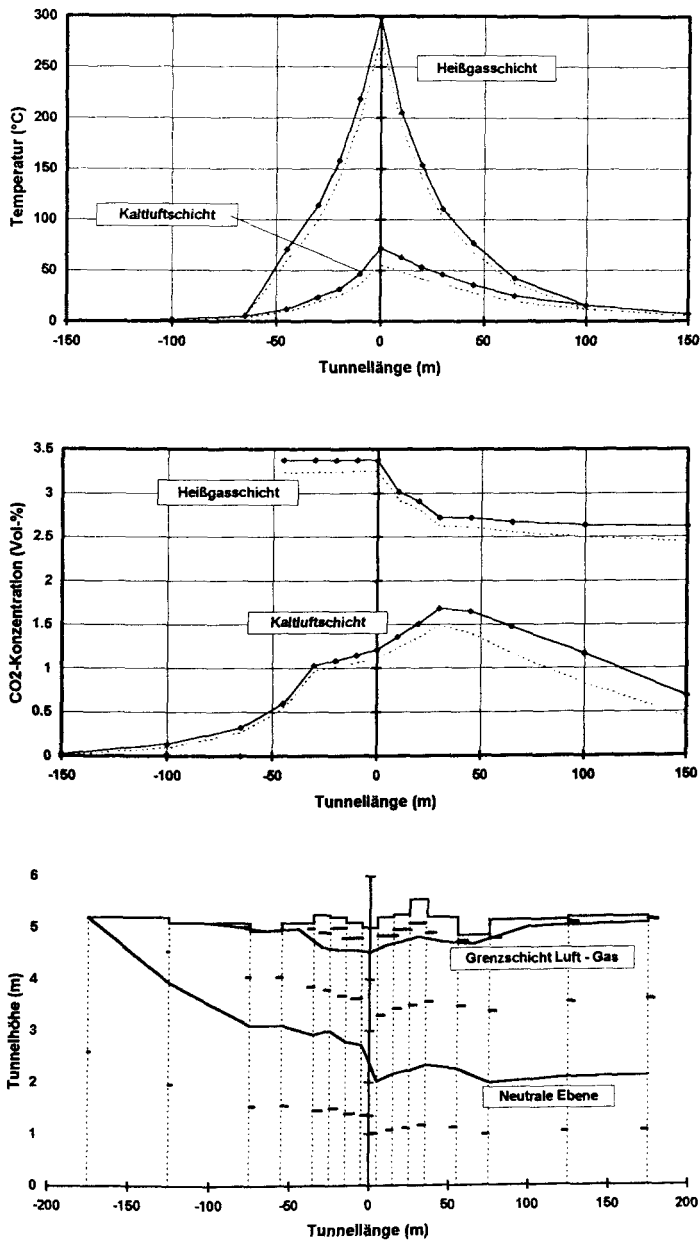


Bild B.10: Berechnete Temperaturen, CO₂-Konzentrationen und Gasverteilung zum Fall h) aus B.1.3.3 für die 25. Simulationsminute (sowie gestrichelt für die 15. Minute)

bzgl. des absoluten Höhenverlaufes. Im Bild B.10 liegen zwischen -175 m und +175 m 2,02 m Höhendifferenz.

Tabelle B.6: Von dem Eingabesatz in Bild B.4 abweichende Eingabedaten des Rechenlaufes h)

h) Segmentierung von -175 m bis +175 m	
$IR \neq \text{const.}$	Räume sind unterschiedlich lang 50 m, 50 m, 20 m, 20 m, 10 m, 10 m, 10 m, 10 m, 10 m, 10 m, 20 m, 20 m, 50 m, 50 m
$hR \neq \text{const.}$	Räume sind unterschiedlich hoch 5,2 m, 5,1 m, 4,95 m, 5,1 m, 5,25 m, 5,2 m, 5,1 m, 5 m, 5,2 m, 5,25 m, 5,55 m, 5,2 m, 4,85 m, 5,15 m, 5,2 m
$bR \neq \text{const.}$	Räume sind unterschiedlich breit 5,5 m, 7 m, 6,4 m, 6,4 m, 6,2 m, 6,25 m, 6,5 m, 6 m, 5,9 m, 6,3 m, 6,2 m, 6,3 m, 6,5 m, 7 m, 6,6 m
$hRB \neq \text{const.}$	Räume befinden sich auf unterschiedlichem Höhenniveau -0,97 m, -0,67 m, -0,62 m, -0,52 m, -0,35 m, -0,23 m, -0,12 m, 0 m, 0,11 m, 0,23 m, 0,42 m, 0,59 m, 0,75 m, 0,81 m, 0,87 m
$v_0 = 0 \text{ m/s}$	keine vorgegebene Längsströmung
$FakAlf = 1$	keine Vergrößerung des konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten

Im brandlosen Zustand verlaufen zunächst die Isobaren, d.h. Linien gleichen Drucks, in der Horizontalen und damit fallend bzgl. der schief liegenden Tunnelröhre. Entsprechend verhält sich auch die erst mit dem Einsetzen von Gasbewegungen definierte Neutrale Ebene, die an den Schnittgrenzen von benachbarten Räumen die Höhe des Druckgleichgewichts zwischen diesen Räumen kennzeichnet. Hinzu tritt selbstverständlich die Wirkung des Brandherdes.

Die Rechenergebnisse zu Temperaturverteilung, CO_2 -Konzentration und Heißgasausbreitung für die 25. Simulationsminute zeigt Bild B.10. Hierbei ist im unteren Teilbild zur Geschwindigkeitsverteilung der vorgegebene Boden-Höhenverlauf nicht eingezeichnet. Über die Strecke der abgebildeten 400 m Tunnellänge muß man sich ein Gefälle von 2,20 m vorstellen (vgl. Bild B.5).

Die begrenzte portalseitige Ausbreitung der Rauchgase, hier bis etwa 60 m in Richtung des tiefergelegenen Tunnelportals, entspricht für den Heptanbrand H11 mit einer Pyrolyserate von 70 g Heptan pro Sekunde durchaus der Versuchserfahrung. In diesem Brandversuch H11 ist jedoch eine Längslüftung mit $v_0 = 0,6 \text{ m/s}$ vorgegeben worden (vgl. Kap. B.1.3.4).

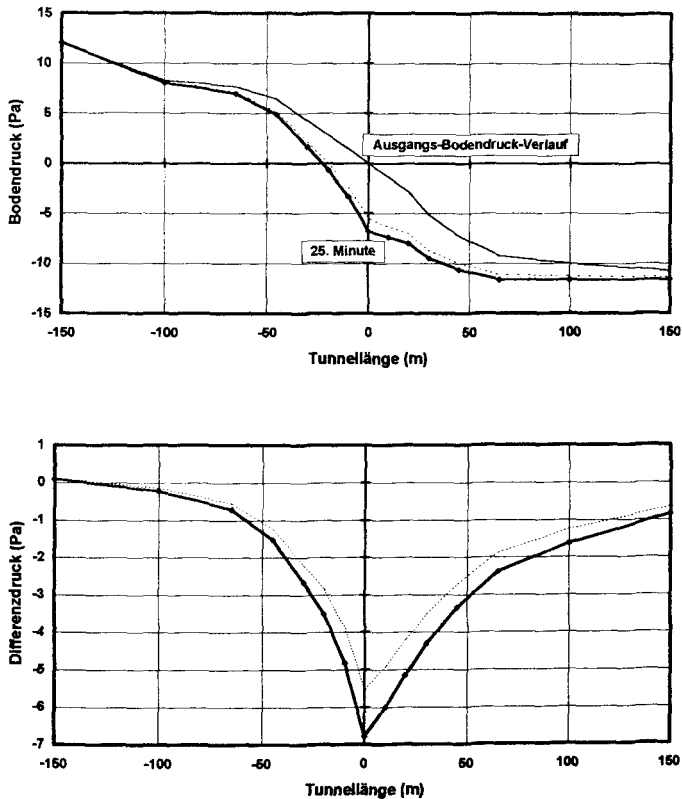


Bild B.11: Berechneter Bodendruck bzw. Differenzdruck bzgl. des Boden-Ausgangsdruckes zum Rechenlauf h) aus B.1.3.3 für die 25. Simulationsminute (sowie gestrichelt für die 15. Minute)

In Bild B.11 ist der berechnete Druckverlauf im Vergleich zum brandlosen hydrostatischen Druckverlauf sowie direkt die Druckänderung bzgl. des Ausgangszustandes für den berechneten Bodendruck der jeweiligen Räume dargestellt. Es zeigt sich für letztere eine leicht asymmetrische Verteilung zum Brandherd. Das liegt daran, daß sich die Auswirkungen des Brandgeschehens aus o.g. Gründen im wesentlichen im höhergelegenen Teil des Tunnels abspielen.

B.1.3.4 Die Längslüftung im Tunnel

Eine weitere Anpassung des Eingabesatzes an den Heptanbrandversuch H11 gilt der Vorgabe der Geschwindigkeit zur Längslüftung. Dieses bedeutet für das überarbeitete Simulationsmodell die Vorgabe eines permanent wirkenden (kalten) Massenstromes in die Raumabfolge, wobei durch Überprüfung des Differenzdruckprofils an den Raumsegment-Grenzen die Entscheidung fällt, ob und wie viel von diesem Zuluftstrom in den jeweiligen Raum eingelassen wird.

In der 1991-er Version des Modells FIGARO /B.1/ wurden die Längsströmungen simuliert, indem die zugehörigen Staudrucke der auf den Außenöffnungen stehenden Geschwindigkeit vorgegeben wurden. In Abhängigkeit von der Strömungsrichtung wurden diese durch Einschnürfaktoren (Kontraktionszahlen) abgemindert, um den Turbulenz-Strömungsverlusten an den Fensteröffnungen Rechnung zu tragen. Es galt hier für das Eintrittsportal

$$\Delta p = 0,8 \cdot \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot v_0^2 \quad (\text{B.39})$$

und für das Austrittsportal

$$\Delta p = -0,6 \cdot \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot v_0^2 \quad (\text{B.40})$$

Für die Berücksichtigung eines in den Tunnel eingeblasenen Massenstromes aber zeigt sich dieses Vorgehen ungeeignet. Es werden in einem brandlosen Kontrolllauf viel kleinere Geschwindigkeiten berechnet als vorgegeben. Dieses gilt auch für den Fall, daß die Kontraktionszahlen auf '1' gesetzt würden.

Die scheinbar sinnvolle Vorgabe eines türloses Randraumes (Raumsegment Nr. 15 in Bild B.5), in den ein den Versuchsbedingungen entsprechender Massenstrom gemäß den Möglichkeiten des Programms (vgl. Kap. B.1.1) eingeblasen wird, führt für diese (derzeitige) Version des Rechencodes zu keinerlei Erfolg, da wegen der ausschließlichen Berechnung von 'heiß nach kalt' für den abgeschlossenen, isolierten Randraum 15 kein Massenaustausch mit Nachbarräumen berechnet werden kann. Es werden daher bei solcher Vorgabe völlig unrealistische Druckverhältnisse berechnet, die mit längerer Simulationsdauer zu einem Scheitern der Rechnung führen.

Abhilfe ergibt sich durch permanente Vorgabe des zur vorgegebenen Längsströmung zugehörigen Staudruckes für eine jede Türöffnung der Raumsegmente. Unter dieser Hilfsmaßnahme werden realistische Strömungen - im brandlosen sowie für den Brand-Zustand - berechnet.

Die im Rechenlauf i) (Tab. B.7) für die 25. Simulationsminute berechneten CO₂-Konzentrationen, Temperaturen, Gasverteilungen und Druckverhältnisse bei Vorgabe einer Längslüftung mit $v_0 = 0,6 \text{ m/s}$ sind auf den Bildern B.12 und B.13 dargestellt.

Im Vergleich zu dem - abgesehen von der Längsströmung - identischen Rechenlauf h) (vgl. Bilder B.10 und B.11) wird für den Rechenlauf i) unter Berücksichtigung der Längslüftung auf der strömungszugewandten Seite die Neutrale Ebene angehoben und an den Brandherd herangeschoben, so daß Luft und heiße Gase sich nur noch knapp 50 m vom Brandherd gegen die Längslüftung voranarbeiten. Auf der Leeseite sinkt die Neutrale Ebene tiefer herab. Größere Einmischungen von Frischluft finden sich sowohl für die Heißgas- als auch für die Kaltluft-

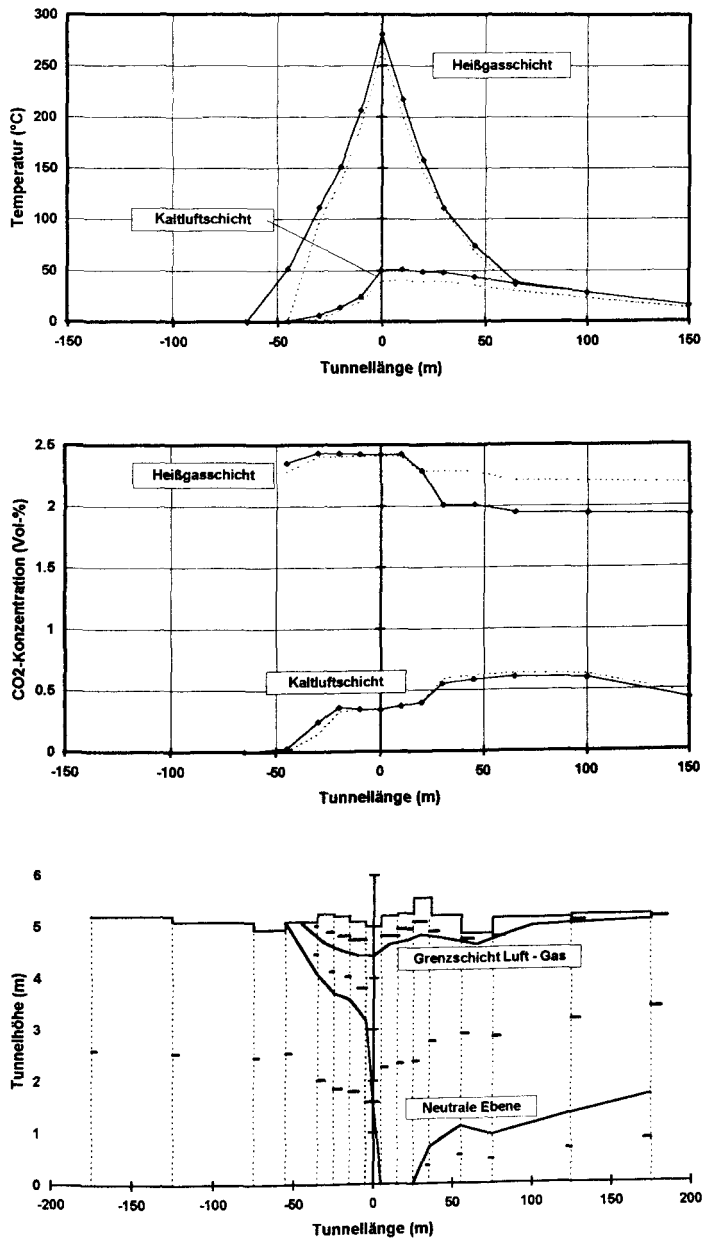


Bild B.12: Berechnete Temperaturen, CO₂-Konzentrationen und Gasverteilung zum Fall i) aus B.1.3.4 für die 25. Simulationsminute (sowie gestrichelt für die 15. Minute)

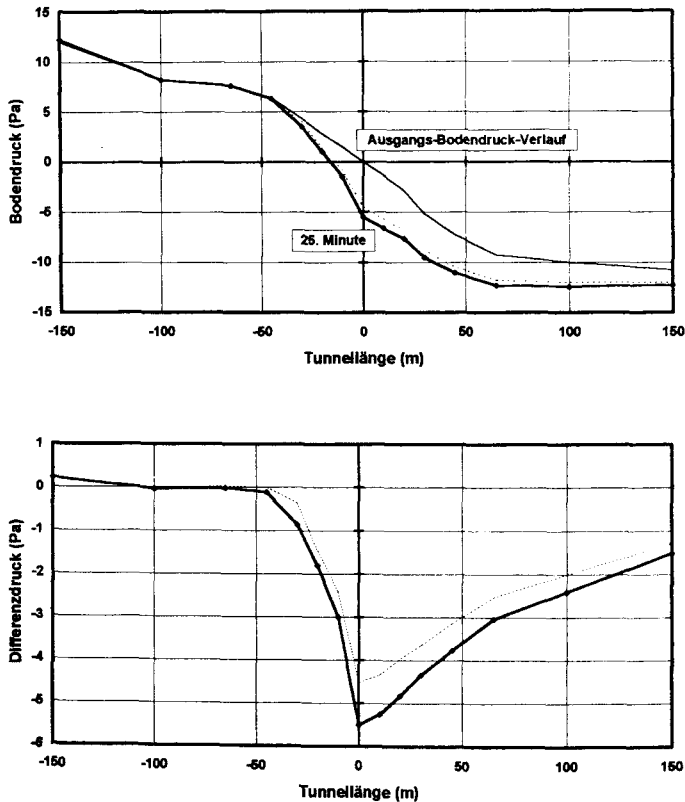


Bild B.13: Berechneter Bodendruck bzw. Differenzdruck bzgl. des Boden-Ausgangsdruckes zum Fall i) aus B.1.3.4 für die 25. Simulationsminute (sowie gestrichelt für die 15. Minute)

schrift, was sich in einer deutlichen Verringerung des CO_2 -Gehaltes bemerkbar macht. Die Mächtigkeit der Heißgasschicht jedoch zeigt sich unverändert trotz größerer Frischlufteinmischungen. Die Temperaturen im Brandraum nehmen ebenfalls für beide Schichten bei Vorgabe einer Längslüftung ab. Über der Tunnellänge auf der Leeseite des Brandherdes gleichen sich die für die Kaltluftschicht und für die Heißgasschicht berechneten Temperaturen schneller aneinander an, so daß in etwa 70 m Entfernung zum Brandherd für beide Schichten etwa gleiche Temperaturen berechnet werden - im Vergleich zu 100 m Entfernung für den Rechenlauf h).

Hinsichtlich der berechneten Raumbodendruck-Verhältnisse zeigt sich für den Rechenlauf i) mit vorgegebener Längslüftung eine Verstärkung der Asymmetrie aus h) mit Verschiebung der Druckbewegungen in Richtung Leeseite des Brandherdes. Der Differenzdruck zum Ausgangsbodendruck für den Brandraum schwächt sich bei Vorgabe der Längsströmung im Re-

chenlauf i) etwas ab, was Folge einer flacher berechneten Heißgasschicht und/oder - wie hier gegeben - einer kleineren Heißgastemperatur ist.

Tabelle B.7: Von dem Eingabesatz in Bild B.4 abweichende Eingabedaten des Rechenlaufes i)

i)	Segmentierung von -175 m bis +175 m
$IR \neq \text{const.}$	Räume sind unterschiedlich lang 50 m, 50 m, 20 m, 20 m, 10 m, 10 m, 10 m, 10 m, 10 m, 10 m, 20 m, 20 m, 50 m, 50 m
$hR \neq \text{const.}$	Räume sind unterschiedlich hoch 5,2 m, 5,1 m, 4,95 m, 5,1 m, 5,25 m, 5,2 m, 5,1 m, 5 m, 5,2 m, 5,25 m, 5,55 m, 5,2 m, 4,85 m, 5,15 m, 5,2 m
$bR \neq \text{const.}$	Räume sind unterschiedlich breit 5,5 m, 7 m, 6,4 m, 6,4 m, 6,2 m, 6,25 m, 6,5 m, 6 m, 5,9 m, 6,3 m, 6,2 m, 6,3 m, 6,5 m, 7 m, 6,6 m
$hRB \neq \text{const.}$	Räume befinden sich auf unterschiedlichem Höhenniveau -0,97 m, -0,67 m, -0,62 m, -0,52 m, -0,35 m, -0,23 m, -0,12 m, 0 m, 0,11 m, 0,23 m, 0,42 m, 0,59 m, 0,75 m, 0,81 m, 0,87 m
$v_0 = 0,6 \text{ m/s}$	vorgegebene Längsströmung
$FakAlf = 1$	keine Vergrößerung des konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten

B.1.3.5 Der konvektive Wärmeübergang

Zur Berücksichtigung der vergrößerten Oberfläche des Versuchstunnels durch Gesteinsvor- und -rücksprünge von etwa 20 cm soll der auf die plan angenommene Tunnelumfassungsfläche bezogene konvektive Wärmeübergangskoeffizient mit Faktor $FakAlf = 2$ (vgl. Kap. A.2.8) versehen werden:

$$\alpha_{kon} = FakAlf \cdot 5 \cdot \sqrt[3]{T_G - T_O} \quad \text{und} \quad \alpha_{kon} \geq 7 \text{ [W/(m}^2\text{K)]}. \quad (\text{B.41})$$

Hierdurch erhöhen sich die Massenaustauschprozesse zwischen den Gasschichten aufgrund von Aufheizung oder Abkühlung der Gase an der Tunnelwandung (vgl. Kap. B.2.1.2).

Bild B.14 gibt die Auswirkungen dieser Änderung für den Rechenlauf j) (Tab. B.8) im Vergleich zum Rechenlauf i) (vgl. mit Bild B.12) wieder.

Tabelle B.8: Von dem Eingabesatz in Bild B.4 abweichende Eingabedaten des Rechenlaufes j)

j)	Segmentierung von -175 m bis +175 m
$IR \neq \text{const.}$	Räume sind unterschiedlich lang 50 m, 50 m, 20 m, 20 m, 10 m, 10 m, 10 m, 10 m, 10 m, 10 m, 20 m, 20 m, 50 m, 50 m
$hR \neq \text{const.}$	Räume sind unterschiedlich hoch 5,2 m, 5,1 m, 4,95 m, 5,1 m, 5,25 m, 5,2 m, 5,1 m, 5 m, 5,2 m, 5,25 m, 5,55 m, 5,2 m, 4,85 m, 5,15 m, 5,2 m
$bR \neq \text{const.}$	Räume sind unterschiedlich breit 5,5 m, 7 m, 6,4 m, 6,4 m, 6,2 m, 6,25 m, 6,5 m, 6 m, 5,9 m, 6,3 m, 6,2 m, 6,3 m, 6,5 m, 7 m, 6,6 m
$hRB \neq \text{const.}$	Räume befinden sich auf unterschiedlichem Höhenniveau -0,97 m, -0,67 m, -0,62 m, -0,52 m, -0,35 m, -0,23 m, -0,12 m, 0 m, 0,11 m, 0,23 m, 0,42 m, 0,59 m, 0,75 m, 0,81 m, 0,87 m
$v_0 = 0,6 \text{ m/s}$	vorgegebene Längsströmung
$FakAlf = 2$	Verdoppelung des konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten

Es zeigen sich für diesen Rechenlauf auf der Leeseite des Brandherdes deutlich niedrigere CO_2 -Konzentrationen für die Heißgasschicht als für den Rechenlauf i). Die Konzentrationsabnahme erfolgt nur, bis ab etwa 65 m hinter dem Brandherd Heißgas- und Kaltlufttemperatur gleich groß werden. Die CO_2 -Konzentration der Kaltluftschicht nimmt für diesen Tunnelabschnitt hingegen geringfügig zu im Vergleich zu Rechnung i). Durch die vergrößerten Gaseintragungen aus der Kaltluftschicht fällt der Temperaturgradient der Heißgasschicht in Brandherdnähe größerer und in größerer Entfernung zum Brandherd eher kleinerer aus, was einem 'spitzeren' Temperaturverlauf über der Tunnellänge entspricht.

Die Heißgase breiten sich für den Rechenlauf j) auf der Luvseite des Brandherdes über 10 m weiter von Brandherd weg aus. Hierdurch kommt es zu einer Überschneidung von Neutraler Ebene und Heißgas-Kaltluft-Grenze. Dieses ist ein häufiges - insbesondere bei höherer Längsströmung - auftretendes Phänomen (vgl. Kap. B.2). Im Falle einer Überschneidung beider Linien ist eine deutlich vermehrte Einmischung von Verbrennungsgasbestandteilen in die zum Brandherd rückgeführte Kaltluft zu erwarten.

Ein entsprechendes Phänomen ist aus den Versuchsbeobachtungen bekannt: Hier wurde in ausreichender Entfernung zum Brandherd, d.h. bei Abkühlung der Heißgase im unteren Bereich der Rauchgaszunge, eine Richtungsumkehr bzgl. der Strömungsbewegung beobachtet. Die vom Brandherd zunächst als Ganzes fortstrebenden Rauchgasmassen bildeten also in gewisser Entfernung zum Brandherd einen walzenförmigen Kopf aus, bei dem die unteren Regionen der Rauchgaszunge in entgegengesetzter Richtung zu den oberen Bereichen wieder zurück zum

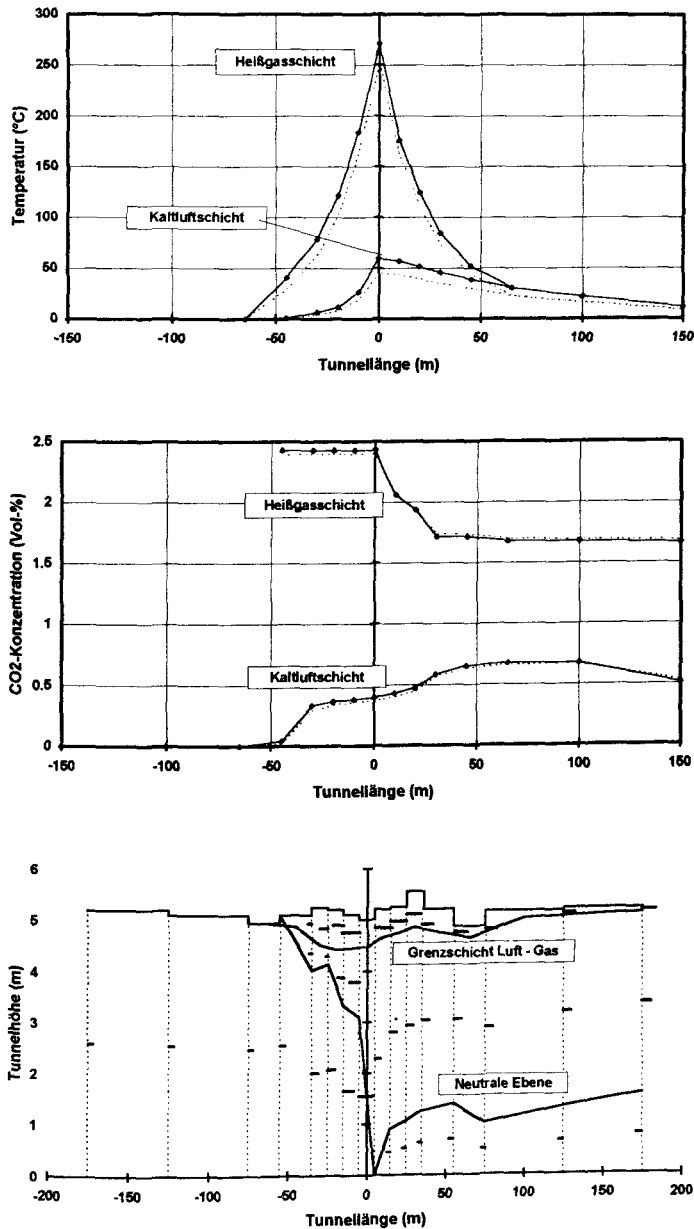


Bild B.14: Berechnete Temperaturen, CO₂-Konzentrationen und Gasverteilung zum Fall j) aus B.1.3.5 für die 25. Simulationsminute (sowie gestrichelt für die 15. Minute)

Brandherd strömten. Hieran ist zum einen zu erkennen, daß sich innerhalb der 'Heiß'gasschicht ein deutlicher Temperaturgradient ausbildet; zum anderen dokumentiert dieses Phänomen, daß sich für diesen Tunnelabschnitt die Neutrale Ebene innerhalb der Heißgasschicht befindet.

Im Gegensatz zu der rechnerischen Behandlung einer Überkreuzung von Neutraler Ebene und Heißgas-Kaltluft-Grenze zeigte sich bei Versuchsbeobachtungen zunächst kaum eine Mischung zwischen zurückgeführten Rauchgasen und der dem Brandherd zustrebenden Kaltluft. Diese geschah erst auf längerer Strecke, wobei - im Vergleich zu Vermischungen in der 'Mischungszone' zwischen Rauchgas und Kaltluft - die weitere Abkühlung der warmen Rauchgase an den kalten Umfassungswänden deutlich stärker zum Absinken der Rauchgase in die (und z.T. bis unter die) Kaltluftschicht beitrug.

Die an der Sichttrübung nachzuvollziehende kinematische Spur der Verbrennungsgase zeichnete damit für den Bereich zwischen beginnender Rückführung der Rauchgase und Brandherd eine kaum getrübbte, sichtklare, schlauchförmige Zone um das untere Tunnelhöhendrittel, welche in Richtung Brandherd zunehmend von einem verstärkt rauchintensiven Gürtel umschlossen wurde.

Im Rechenmodell werden als Konsequenz der 2-Schichten-Modellierung von homogener Heißgas- und Kaltluftschicht bei einer Überschneidung von Neutraler Ebene und Heißgas-Kaltluft-Grenze diejenigen Anteile an der Heißgasschicht, welche sich unterhalb der Neutralen Ebene befinden, also zum Brandherd zurückstreben, komplett der Kaltluftschicht zugeschlagen. Die Verbrennungsgaskonzentration in der Kaltluftschicht erhöht sich hiermit. Die berechnete Mächtigkeit der Heißgasschicht fällt damit eventuell zu gering aus (vgl. Kap. B.2).

Weiterhin ist das Absinken der an den kalten Wänden abgekühlten Verbrennungsgase bis unter die Kaltluftschicht und damit die beobachtete Ausbildung einer dritten, unterhalb der Kaltluftschicht gelegenen Verbrennungsgas'schicht' im 2-Schichten-Modell nicht vorgesehen.

Zur Unterstützung des Wärmeaustausches mit den Umfassungsbauteilen sei für die Simulation der in Kap. A. beschriebenen Brandversuche in dem stark zerklüfteten Versuchstunnel im folgenden mit einem um Faktor 2 erhöhten konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten ($Fak_{Alf} = 2$) gerechnet, um dem erhöhten konvektiven Wärmeeintrag wegen der durch die Felsenvor- und -rücksprünge vergrößerten Umfassungs-Oberfläche näherungsweise Rechnung zu tragen. (Die Wärmeübergangsberechnungen in Kap. A.2.8 beziehen sich auf Meßsteine mit einem eindimensionalen Wärmeeintrag.)

In Zusammenfassung der Untersuchungsergebnisse zum Kapitel B.1.3 läßt sich festhalten, daß

- bei der Segmentierung des Tunnels auf die Wahl eines ausreichend großen Ausschnittes für einen längeren Tunnel geachtet werden sollte, da sich Randraumeinflüsse durch Strahlungsverluste sowie durch Zumischung unbelasteter Frischluft insbesondere in die Kaltluftschicht auf die berechneten Gaskonzentrationen deutlich bemerkbar machen. Dieses ist besonders bei einer asymmetrischen Raumaufgliederung des betrachteten Tunnelausschnittes bzgl. des Brandherdes von Bedeutung.
- es zweckmäßig scheint, im Brandnahbereich eine Verdichtung der Raumsegmente vorzunehmen, da hierdurch eine höhere Auflösung für die berechneten Zustandsgrößen erzielt werden kann, welche mit mittleren Werten nur homogen angesehene Zonen (Gasschichten, Wandzonen) repräsentieren. Eine Verfälschung der Rechenergebnisse für die gröber aufgelösten brandherdfernen Regionen scheint damit nicht verbunden zu sein.

- für die Wahl der zeitlichen Steuergrößen zu Rechenschrittweiten eine Kontrolle des berechneten Druckverlaufes $p(t, N)$ über der Zeit und der Tunnellänge zweckmäßig erscheint. Bei von zeitlichen Schwankungen freien Rechenergebnissen führt eine weitergehende Unterteilung der Zeitschrittweiten dann nicht mehr zu veränderten (verbesserten) Rechenergebnissen.
- das modifizierte Programm Auftriebseffekte für einen, vom horizontalen Verlauf abweichenden Tunnelverlauf in durchaus realistischer Weise wiederzugeben vermag.
- für das modifizierte Programm die Vorgabe einer Längsströmung ebenfalls zu glaubwürdigen Rechenresultaten führt.
- im 2-Schichten-Modell eine sich unter besonderen Versuchsumständen (kältere Umfassungsbauteile als Tunnelkaltluft) ausbildende dritte, unterhalb der Kaltluftschicht angesiedelte (kalte) Rauchsicht nicht berücksichtigt wird.
- im vorliegenden Modell FIGARO zum Brandherd zurückgeführte Heißgase komplett der Kaltluftschicht zugeschlagen werden. Auch vom Brandherd fortströmende Kaltluft wird - unabhängig vom Differenzdruckprofil und der geometrischen Anordnung der Schichten in den Segmentgrenzen (Türen) ausschließlich der Kaltluftschicht des Folgeraumes zugeordnet (vgl. Kap. B.1.1.1 und B.2.1.3).

Ein Vergleich von Rechen- und Meßergebnissen für einzelne ausgewählte Brandversuche aus /B.17/ (Kap. A.) schließt sich im Kapitel B.2 an.

B.2 Simulation ausgewählter Brandversuche

In diesem Kapitel sollen Vergleiche zwischen den meßtechnisch erfaßten Versuchsergebnissen einiger ausgewählter Testbrände und den Rechenergebnissen der zugehörigen Simulationsrechnungen angestellt werden. Wegen der zu erwartenden Unterschiede bzgl. der Sauerstoffversorgung des Brandherdes, der Gaseinmischung in den Brandplume sowie überhaupt des gesamten Brandausbreitungsverhaltens soll die Simulation von Bränden mit offener Plumegeometrie und die Simulation von Fahrzeugbränden mit einer geschlossenen Fahrgastkabine gesondert betrachtet werden.

B.2.1 Mischungsvorgänge bei Bränden mit offener Plumegeometrie

Als Beispiel für die Brandversuche mit offener Plumegeometrie, zu denen im Versuchsprogramm die Heptan-, Holz- und der Mischbrandgut-Versuch zählen, sollen auch in diesem Abschnitt die Heptan-Brände betrachtet werden. Diese eignen sich wegen der zeitlichen Konstanz der Energiefreisetzungsrate und der damit verbundenen Erlangung quasi-stationärer Zustände für die Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilung im Tunnel in besonderer Weise zu vergleichenden Beurteilungen anhand von Momentandarstellungen.

Wegen der isolierten Variation der Parameter Längsströmungsgeschwindigkeit und Energiefreisetzungsrate im Versuchsprogramm ist eine Überprüfung der Brandsimulation in Abhängigkeit dieser beiden Größen möglich.

B.2.1.1 Simulation der Heptanbrände

Im Kap. B.2.1 sollen die in Tab. B.9 aufgeführten drei Heptanbrandversuche betrachtet werden (vgl. Kap. A.2.1).

Tabelle B.9: Parametervariation der Heptanbrände H11, H21, H31 (Kap. B.2.1)

Versuchsbezeichnung	Abbrandrate \dot{R} [g/s]	Energiefreisetzung \dot{E} [MW]	Längslüftungsgeschw. v_0 [m/s]
H11, 1. Teil	70	3,1	0,6
H21, 2. Teil	70	3,1	1,5
H31, 1. Teil	230	10,3	1,5

Zu der unter Kap. B.1.3.5 im Bild B.14 dargestellten Simulation des Heptanbrandes H11 zeigt Bild B.15 die Rechenergebnisse der 25. Simulationsminute im Vergleich zu den Meßwerten (vgl. Kap. A.2.1) aus der stationären Brandphase für den vergleichbaren Zeitraum.

Für die Temperaturverteilung werden hiernach sowohl für die Kaltluft- als auch für die Heißgasschicht relativ treffende Werte im Vergleich zu den in 2 m Höhe und etwa 10 cm unter der Tunnelfirste gemessenen Temperaturen berechnet. Die CO_2 -Konzentrationen der beiden repräsentierten Schichten dagegen werden mit 1½-fachen (Gasschicht) und gut doppelt so hohen Rechenwerten (Kaltluftschicht) überbewertet.

Hierzu ist zu beachten, daß die für den Vergleich herangezogenen Meßwerte etwa 70 cm unter der Tunnelfirste bzw. in Kopfhöhe befindlichen Meßorten entstammen. Da das tatsächliche vertikale Gaskonzentrationsprofil der einzelnen Meßquerschnitte keineswegs zwei homogene, deutlich zu trennende Schichten zeigt, sondern da es in Brandherdnähe etwa parallel zum vertikalen Temperaturprofil verläuft (vgl. Kap. A.2.2), ist für einen die berechnete Heißgasschicht repräsentierenden Meßort, der möglicherweise höher als 70 cm unterhalb der Tunnelfirste angesiedelt ist, keineswegs von vornherein von unpassenden Rechenergebnissen auszugehen.

In welcher Form sich der Temperaturgradient über der Tunnelhöhe für einzelne Meßquerschnitte im oberen Tunnelbereich entwickelt, ist einerseits den Isothermendarstellungen unter A.2.1 durch die mehr oder weniger starke Verdichtung der einzelnen Isothermen, andererseits den in die untere Darstellung von Bild B.15 integrierten gemessenen Temperaturprofilen zu entnehmen.

Diese Darstellung zeigt für die berechneten Temperaturen der zwei Schichten im Schichtenmodell die Lage dieser repräsentierenden Größen im gemessenen Temperaturfeld. Hiermit können Fehleinschätzungen aus einem direkten Vergleich von Meßergebnis und Rechenergebnis, wie in den oberen Darstellungen in Bild B.15 gegeben, abgeschwächt bzw. korrigiert werden:

Befindet sich der Höhenverlauf zur stellvertretenden Schichttemperatur innerhalb einer aus den gemessenen Temperaturprofil-Verläufen ablesbaren eher heißen bzw. eher kühlen Zone (in der unteren Darstellung in Bild B.15 durch eine dicke gestrichelte Linie unterteilt) und verläuft er in etwa auf einem Mittelwert der diese Zone charakterisierenden Temperatur, so kann - trotz möglicherweise gegebener großer Abweichung zwischen dem zum Vergleich herangezogenen Meßergebnis und dem Rechenergebnis - von einer guten Übereinstimmung zwischen Rechnung und Messung gesprochen werden.

Zum Beispiel für den Versuch H11 zeigt sich eine treffende Wiedergabe der Kaltlufttemperaturen. Die berechneten Werte entsprechen für den Tunnelabschnitt von ca. -100 m bis +65 m in etwa den zwischen 1,5 m und 2,5 m gemessenen Temperaturen. Dieses ist in Bezug auf Fragen zu Flucht und Rettung die relevante Höhenlage; sie ist auch bei Definition einer Kaltluftzone am gemessenen Temperaturfeld die Höhenlage der diese Schicht repräsentierenden Temperatur. Die berechneten Heißgastemperaturen finden sich im Bereich von -50 m bis etwa +20 m inmitten der an den Meßwerten festzumachenden Heißgaszone (oberhalb der dicken Strichellinie) - mit passabler Übereinstimmung in Höhenlage des Mittelwertes - wieder.

Jedoch wird die Mächtigkeit der Heißgasschicht so gering berechnet, daß diese den gemessenen Temperaturen entsprechende berechnete Heißgastemperatur teilweise unterhalb der berechneten Gasschicht angesiedelt ist (vgl. Bild B.16).

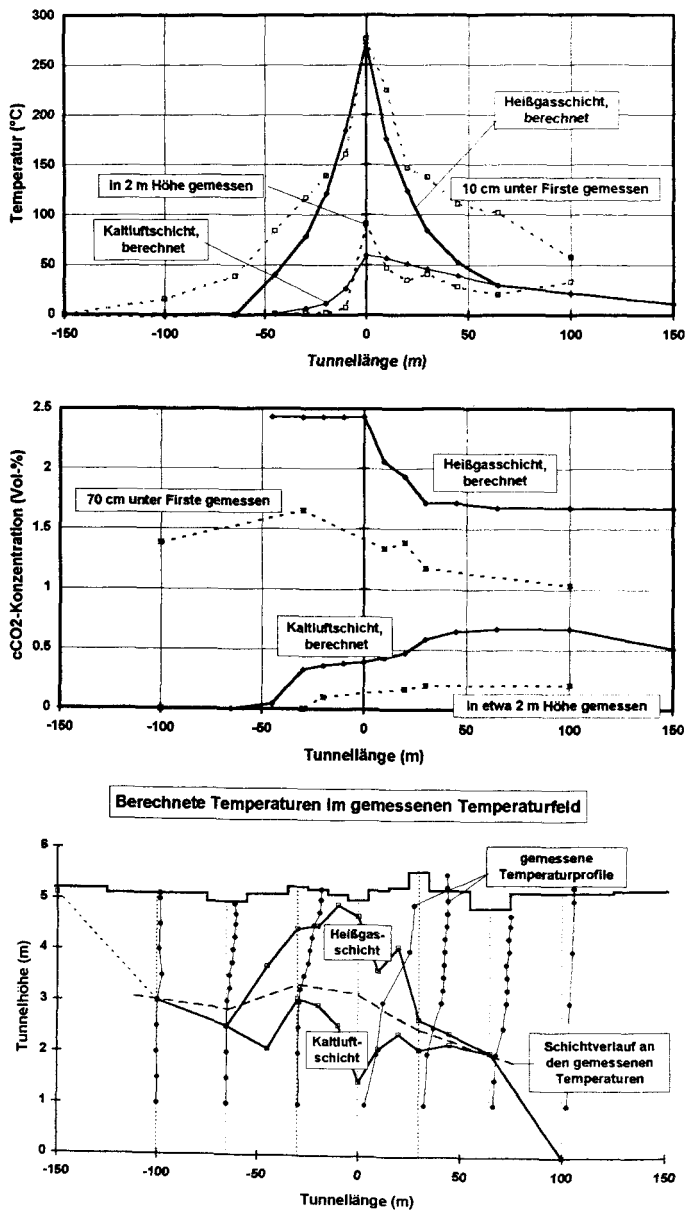


Bild B.15: Berechnete und gemessene Temperaturen und CO₂-Konzentrationen im Vergleich sowie Höhenverlauf der berechneten Temperaturen im gemessenen Temperaturfeld zum Heptanbrandversuch H11 ($v_0 = 0,6 \text{ m/s}$, $R = 0,07 \text{ kg/s}$, 25. Simulationsminute)

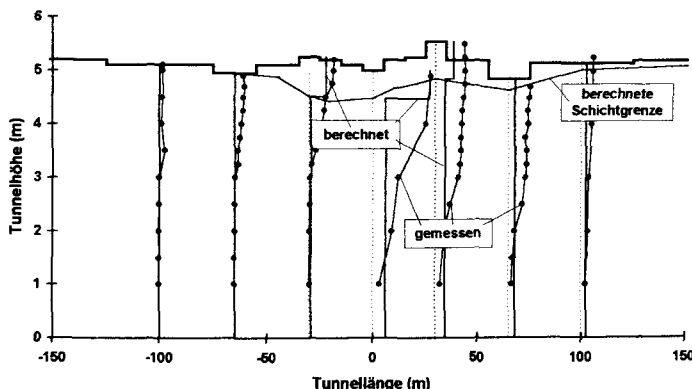


Bild B.16: Berechnetes und gemessenes Temperaturprofil sowie berechneter Verlauf der Heißgas-Kaltluft-Grenze

zum Heptanbrandversuch H11 ($v_0 = 0,6 \text{ m/s}$, $R = 0,07 \text{ kg/s}$, 25. Simulationsminute)

Auch die Ausbreitung der Heißgase gegen die Längslüftung wurde in der Rechnung unterschätzt, wobei die unter der Tunneldecke gemessenen Temperaturen mit etwa 20°C bei -100 m jedoch als vergleichsweise unerheblich zu bezeichnen sind. Auf der Leeseite werden ab etwa $+65 \text{ m}$ sowohl für die Kaltluftschicht als auch für die Heißgasschicht zu kleine Temperaturen berechnet. Direkt über dem Brandherd werden nahezu die für diesen Querschnitt maximal gemessenen Temperaturen berechnet.

Somit erweisen sich für den Brandnahbereich berechneten Heißgastemperaturen als geeignet für den Anwendungsfall der Abschätzung einer thermischen Bauteilbelastung. Da aber die berechneten Heißgastemperaturen schon nahezu die maximal gemessenen Werte darstellen, repräsentieren sie direkt über dem Brandherd folglich nur eine vergleichsweise dünne Schicht, die keineswegs der beobachteten Mächtigkeit der Rauchgasschicht entspricht.

Dieses bestätigt die Darstellung der berechneten Luftschicht-Gasschicht-Grenze in Bild B.16. Über dem gesamten in der Brandsimulation betrachteten Tunnelabschnitt wird im Vergleich zur Versuchsbeobachtung (vgl. Kap. A.2.2) eine erheblich zu geringe Mächtigkeit der Rauchgasschicht berechnet. Der im Versuch beobachtete Verlauf der Rauchgasgrenze ist in Bild A.3 dargestellt. Jedoch ist 'Rauchgas' nicht mit 'Heißgas' gleichzusetzen, da erkaltetes Rauchgas weder rechnerisch der Heißgasschicht zugeschlagen wird noch in der gemessenen Temperaturverteilung wiederzuerkennen ist.

Generell zeigt die Versuchserfahrung für die Versuche mit - auch nur relativ schwacher - Längsströmung, daß die (von der unbemannt im Tunnel stationierten Videokamera) beobachtete Rauchgasschicht auf der höhergelegenen Leeseite des Brandherdes nahezu den gesamten Tunnelquerschnitt füllt. Der beobachteten Rauchgas-Grenze entspricht hierbei in etwa der berechnete Verlauf der Neutralen Ebene, so als würden von dem Punkt der Überschneidung von berechneter Heißgas-Kaltluft-Grenze mit der Neutralen Ebene (vgl. Bild B.14) in der Realität die Rauchgase direkt in die Kaltluftschicht übertreten und mit dieser zusammen zum Brandherd zurück- bzw. über diesen hinweg auf die Leeseite des Brandherdes geführt werden.

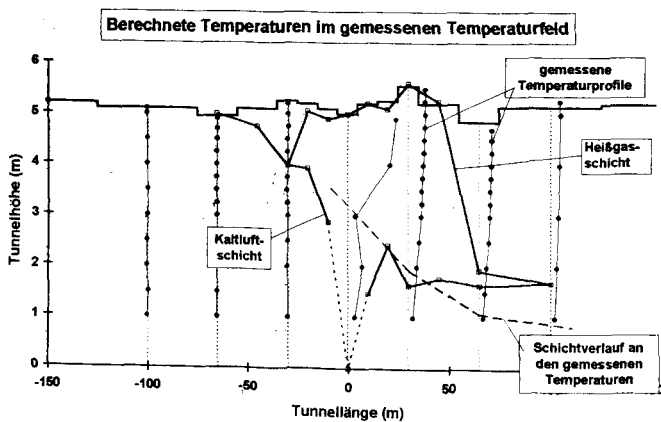
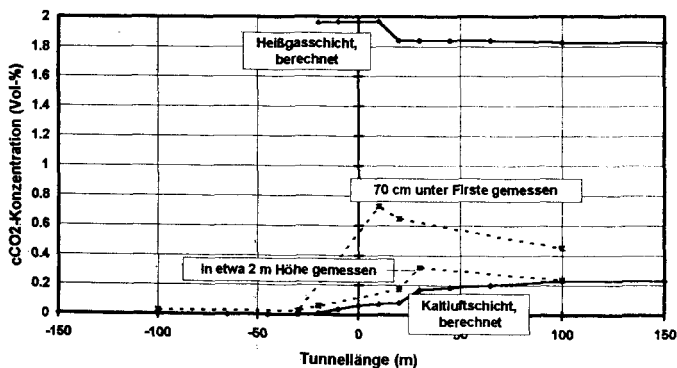
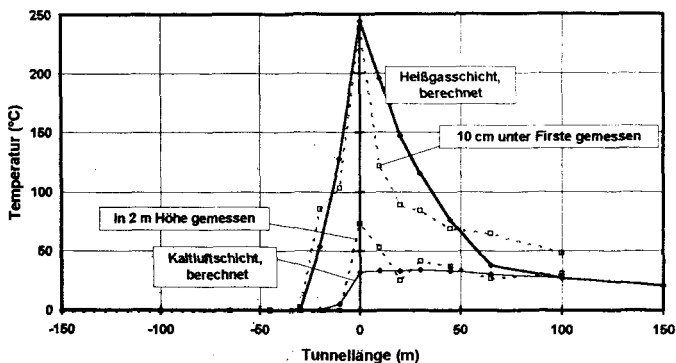


Bild B.17: Berechnete und gemessene Temperaturen und CO₂-Konzentrationen im Vergleich sowie Höhenverlauf der berechneten Temperaturen im gemessenen Temperaturfeld zum Heptanbrandversuch H21 ($v_0 = 1,5$ m/s, $R = 0,07$ kg/s, 25. Simulationsminute)

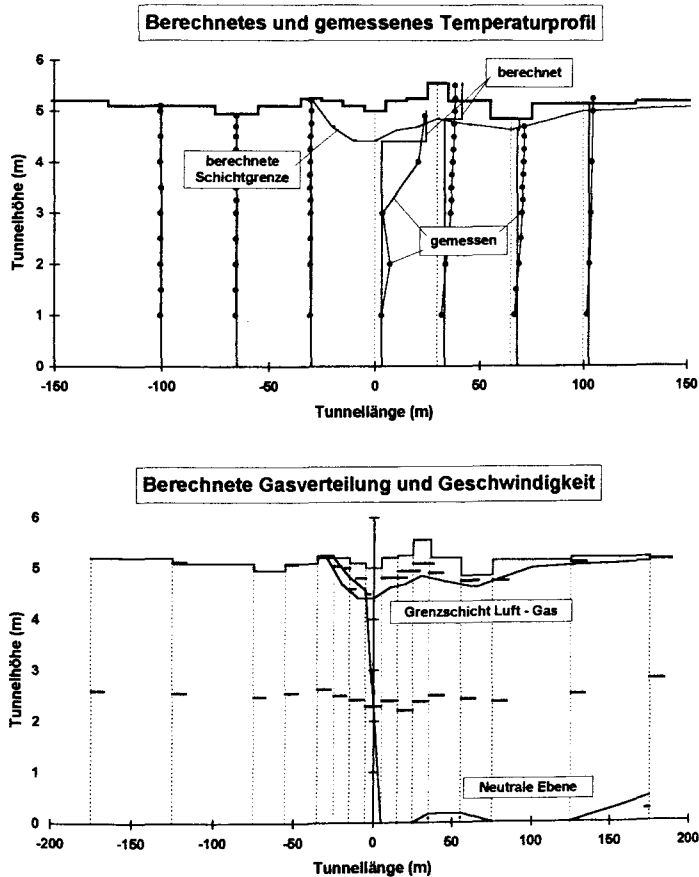


Bild B.18: Berechnetes und gemessenes Temperaturprofil mit berechnetem Verlauf der Heißgas-Kaltluft-Grenze sowie berechnete Gasverteilung und Geschwindigkeiten im Heptanbrandversuch H21 ($v_0 = 1,5 \text{ m/s}$, $\dot{R} = 0,07 \text{ kg/s}$, 25. Simulationsminute)

Aus einer Unterschätzung der Einnischung unbelasteter Gase in die Heißgasschicht resultiert die zu hoch berechnete CO_2 -Gaskonzentration für die Heißgasschicht (mittlere Darstellung im Bild B.15). Sollte der Rechencode FIGARO im Zusammenhang mit einer Untersuchung der toxischen oder optischen Belastung der Gase im Hinblick auf Flucht- und Rettungsbedingungen eingesetzt werden, so sind auf Kosten der berechneten Temperaturen der Heißgasschicht eher höhere Einnischungen von Frischluft in die Heißgasschicht vorzusehen (vgl. hierzu auch Kap. B.2.1.3).

Wird mit dem Heptanbrand-Versuch H21 die Geschwindigkeit der Längslüftung von $0,6 \text{ m/s}$ auf $1,5 \text{ m/s}$ erhöht, so berechnen sich die in den Bildern B.17 und B.18 dargestellten Ergebnisse.

Es zeigt sich, daß auch hier die Verhältnisse in der Kaltluftschicht sehr treffend wiedergegeben werden, der Einfluß der Längslüftung auf die Einmischung von Frischluft in das Heißgas aber völlig unzutreffend berechnet wird. Die gemessenen CO_2 -Konzentrationen fallen mit Erhöhung der Längsströmung von 0,6 m/s auf 1,5 m/s auf etwa halbe Werte ab (für den betrachteten Tunnelausschnitt). Die berechneten Konzentrationen dagegen zeigen sich durch Abnahme um ein Fünftel direkt am Plume völlig unzureichend geschmälert. Über der Tunnellänge wird kaum eine weitere Konzentrationsabnahme berechnet. Entsprechend überschätzt die berechnete Heißgastemperatur die thermischen Verhältnisse - zumindest für die ersten 50 m hinter dem Brandherd. Hier werden Temperaturen berechnet, die nicht nur die mittleren Heißgas-, sondern auch die maximal gemessenen Temperaturen überschreiten. In größerer Entfernung zum Brandherd werden dagegen (vgl. Versuch H11) zu kleine Temperaturen berechnet.

Bild B.18 zeigt, daß sich die Mächtigkeit der Heißgasschicht durch die erhöhte Längsströmungs-Geschwindigkeit kaum ändert (vgl. mit Bild B.16). Auch hier würde die Versuchserfahrung bestätigt, wenn der Verlauf der Neutralen Ebene die Verrauchungs-Grenze markierte (vgl. mit Bild A.4).

Die Rechenergebnisse zum Heptanbrand-Versuch H31, dessen Pooloberfläche und damit auch Pyrolyserate gegenüber den Versuchen H11 und H21 verdreifacht worden ist, zeigen die Bilder B.19 und B.20. Die Längslüftungs-Geschwindigkeit ist gegenüber Versuch H21 mit 1,5 m/s unverändert geblieben.

Auch hier werden Temperatur und Gaskonzentration der Kaltluftschicht in etwa treffend wiedergegeben (Bild B.19). Jedoch werden die CO_2 -Konzentrationen der Heißgasschicht erheblich überschätzt. Die für die Heißgasschicht berechneten Temperaturen werden in Brandherdnähe deutlich zu groß berechnet, mit zunehmender Entfernung vom Brandherd fallen sie hingegen rasch ab. Aus beiden Tatsachen zusammen ist zu schließen, daß Einmischungen von Frischluft in den Feuerplume unzureichend berücksichtigt werden (vgl. Kap. B.2.1.2 und B.2.1.3).

Bild B.20 zeigt mit der berechneten Gasverteilung die Mächtigkeit der berechneten Heißgasschicht an. Diese ist für den Luvbereich des Brandherdes angestiegen im Vergleich zu Versuch H21; die Heißgase kämpfen sich bei erhöhter Energiefreisetzungsrate weiter gegen die Längsströmung voran als in der Rechnung zu Versuch H21 (vgl. Bild B.18).

Dieser Effekt entspricht der Versuchserfahrung, wobei anzumerken ist, daß für den zugehörigen Heptan-Brandversuch H31 im 'stationären' Zustand ein Vordringen der Rauchgase um 100 m gegen die Längsströmung beobachtet wurde (vgl. Bild A.5). Mit der Strömung - auf der Leeseite des Brandherdes - ergibt die Simulationsrechnung für den Heptanbrand mit erhöhter Energiefreisetzungsrate jedoch keinerlei Zunahme der Heißgas-Schichtdicke (Bild B.20). In der Versuchsbeobachtung war auf der Leeseite für diesen Brandversuch der komplette Tunnelquerschnitt raucherfüllt.

Zusammenfassend läßt sich zu den durchgeführten Simulationen der Heptanbrände festhalten, daß

- für die Versuche mit erhöhter Längslüftungs-Geschwindigkeit die Einmischungen von Frischluft in den Feuerplume unzureichend berücksichtigt werden, da insbesondere bei Steigerung der Strömungsgeschwindigkeit die CO_2 -Konzentrationen der Heißgasschicht für die gesamte Länge des betrachteten Tunnelausschnitts überbewertet werden.

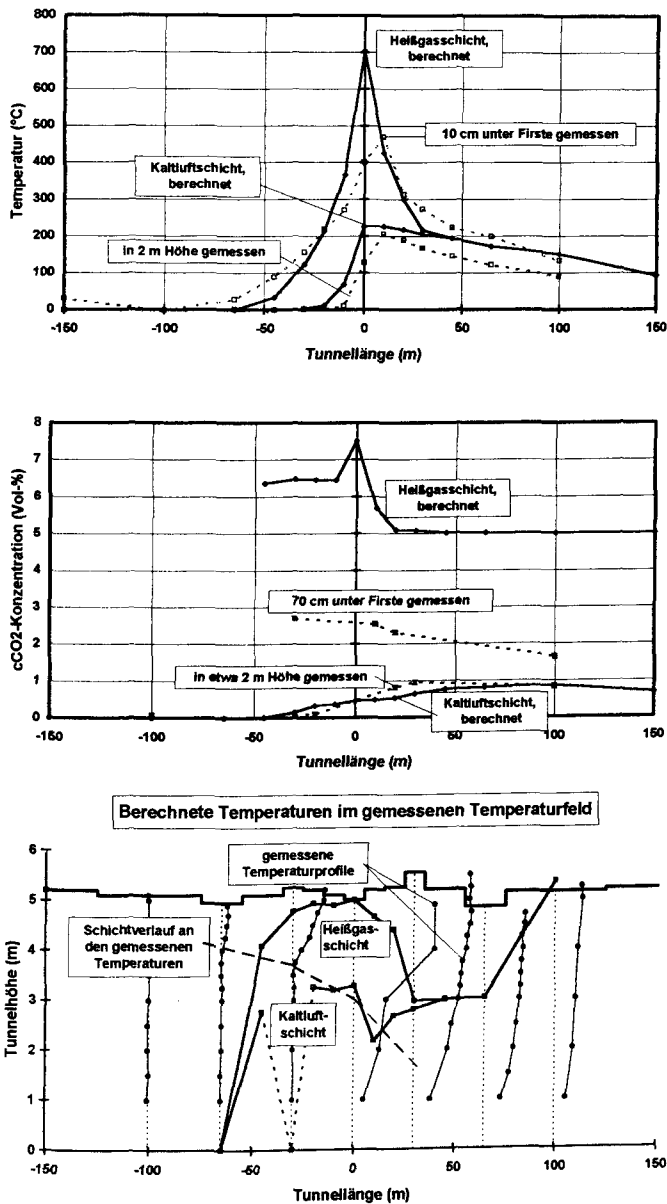


Bild B.19: Berechnete und gemessene Temperaturen und CO₂-Konzentrationen im Vergleich sowie Höhenverlauf der berechneten Temperaturen im gemessenen Temperaturfeld zum Heptanbrandversuch H31 ($v_0 = 1,5$ m/s, $R = 0,23$ kg/s, 25. Simulationsminute)

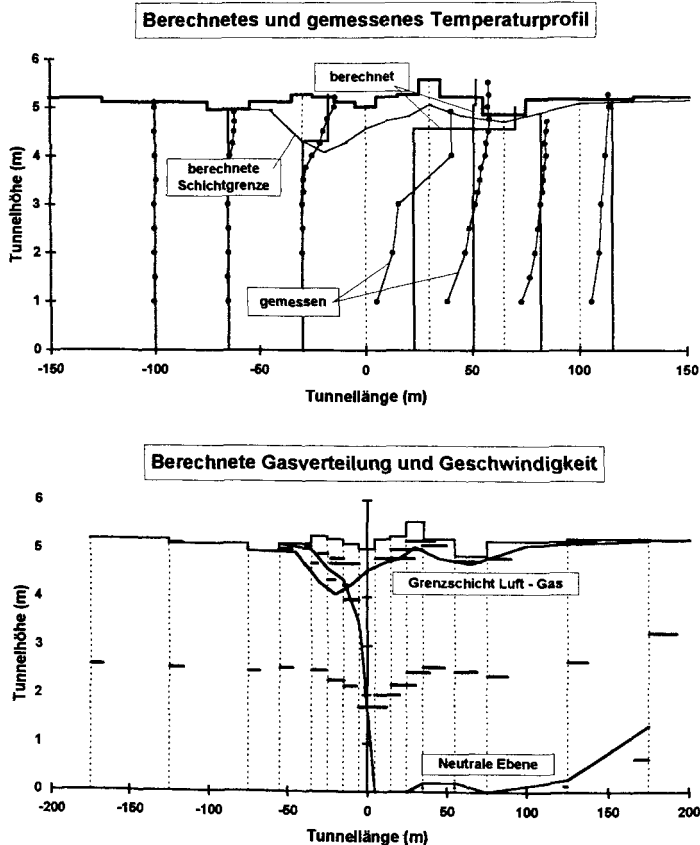


Bild B.20: Berechnetes und gemessenes Temperaturprofil mit berechnetem Verlauf der Heißgas-Kaltluft-Grenze sowie berechnete Gasverteilung und Geschwindigkeiten im Heptanbrandversuch H31 ($v_0 = 1,5 \text{ m/s}$, $R = 0,23 \text{ kg/s}$, 25. Simulationsminute)

- für eine Beurteilung berechneter Konzentrationen im Vergleich zu gemessenen Werten die Höhenlage des Gasaufnehmers im Tunnel unbedingt zu berücksichtigen ist. Bei den hier simulierten Brandversuchen ist für den 70 cm hohen Bereich zwischen Gasaufnehmer und Tunnelfirste im jeweiligen Meßquerschnitt mit z.T. deutlich höheren Gaskonzentrationen zu rechnen als 70 cm unter der Tunneldecke gemessen wurden. Dieses gilt insbesondere für die Luvseite des Brandherdes und im Falle kleinerer Längsströmungen auch für die Leeseite. Für den Brandnabereich kann in etwa von einem dem Temperaturprofil analogen Gaskonzentrationsprofil ausgegangen werden.
- auf der Leeseite des Brandherdes auch schon bei kleinen Längslüftungs-Geschwindigkeiten die in den Versuchen beobachtete (fast völlige) Verrauchung der Tunnelröhre durch die Vergleichsrechnungen nicht realitätskonform wiedergegeben wird. Bei der Interpretation

der Rechenergebnisse hinsichtlich einer Beurteilung der Sichtverhältnisse empfiehlt es sich daher, im Falle einer Überschneidung von Neutraler Ebene und Heißgas-Kaltluft-Grenze vorsichtshalber den gesamten Bereich oberhalb des Verlaufes der Neutralen Ebene als ver-raucht anzusehen. Dieses gilt insbesondere für Räume, in denen Kaltluft und Heißgas nahezu gleich temperiert berechnet werden und von daher eine Schichtung aufgrund von Dichtedifferenzen eigentlich gar nicht mehr definiert ist.

- für den Brandnahbereich sowohl die Temperaturen als auch die CO_2 -Konzentrationen der Heißgasschicht zu hoch berechnet wurden. Sie sind in diesem Tunnelabschnitt also nicht repräsentativ für die aus den Meßwerten vorzunehmende Schichtenbildung. Die berechneten Werte charakterisieren daher eher eine relativ dünne Schicht direkt unterhalb der Tunnelfirste.
- insofern die berechneten Heißgastemperaturen eine vergleichsweise gute Abschätzungsmöglichkeit ('sichere Seite') für die thermische Bauteilbelastung im Brandnahbereich darstellen. [In größerer Entfernung zum Brandherd sind sie für eine derartige Betrachtung allerdings weniger geeignet, da bei größerer Entfernung die gemessenen Heißgastemperaturen unterschätzt werden.]
- insgesamt für alle drei hier durchgeführten Simulationsrechnungen die Heißgasschichtdicke völlig unzutreffend - nämlich viel zu gering - wiedergegeben wird. Hierfür sind zunächst die unzureichenden Einmischungen von Luft und Gasen am Plume verantwortlich zu machen. Es ist aber auch zu kontrollieren, inwieweit hierbei Einmischungen von Kaltluft in die Heißgasschicht über der Tunnellänge eine Rolle spielen und daher gegebenenfalls zu erhöhen sind.

Eine Untersuchung der in den Brandplume eingemischten und der zwischen den einzelnen Schichten ausgetauschten Massenströme soll Thema des folgenden Kapitels sein.

B.2.1.2 Massenströme und Sichtverhältnisse

Zu den unter B.2.1.1 simulierten Heptanbränden sollen die Massenaustauschprozesse zwischen der Heißgas- und der Kaltluftsicht dargestellt werden. Hierzu zählen zum einen die Einmischungen von Frischluft und Heißgas in den Plume direkt am Brandherd, zum anderen die Mischungsprozesse zwischen beiden Schichten über der Tunnellänge aufgrund der Phänomene (vgl. Kap. B.1.1.1)

- a) konvektiver Energieaustausch mit den Umfassungsbauteilen
- b) rauminterne Vermischungen infolge von Scherströmungsinstabilitäten bei den Gasbewegungen an den 'Raum'-Verbindungsöffnungen
- c) Scherströmungen über der Tunnellänge infolge eines im Verhältnis zur Relativgeschwindigkeit der Gasschichten zu kleinen Dichtegefälles zwischen ihnen (Richardson-Zahl)

Zusammenfassend läßt sich der Ergebnis-Diskussion unter B.2.1.1 entnehmen, daß die CO_2 -Konzentrationen und Temperaturen der Kaltluftsicht in guter Übereinstimmung mit den Versuchsergebnissen berechnet werden. Dieses gilt sowohl für die hier variierte Strömungsgeschwindigkeit der Längslüftung im Rahmen von 0,6 m/s bis 1,5 m/s als auch für die variierte Energiefreisetzungsrate von 3,1 MW auf 10,3 MW.

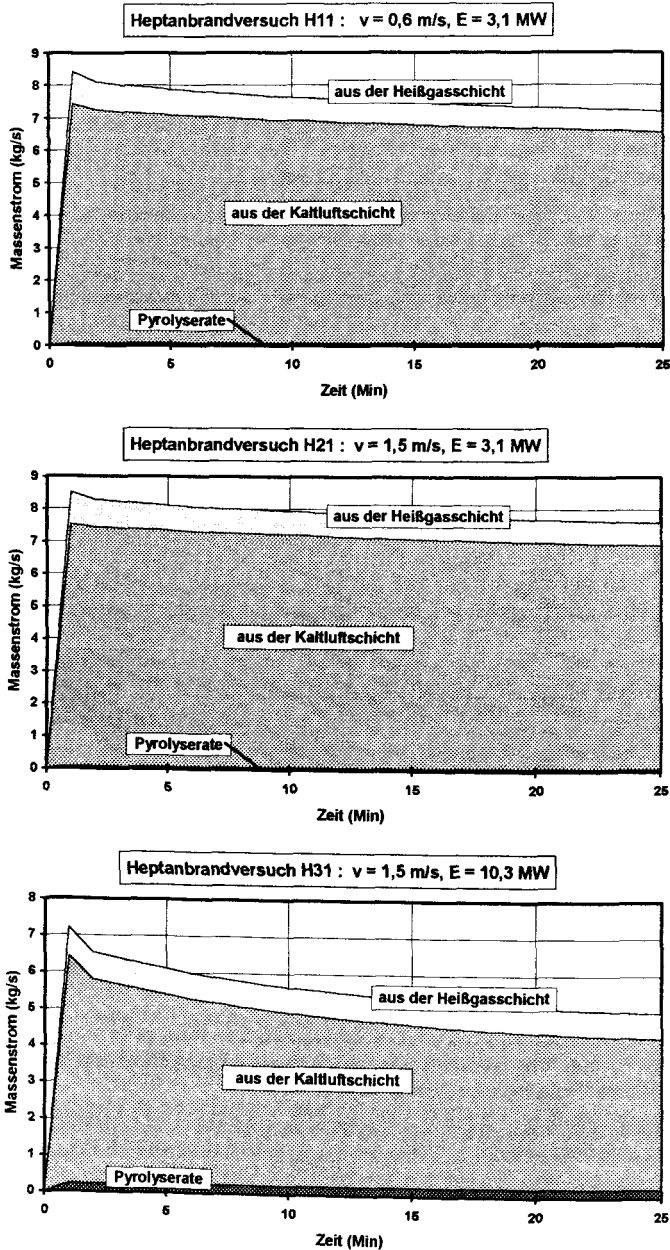


Bild B.21: Berechnete in den Feuerplume eingemischte Massenströme für die Heptanbrände H11 ($v_0 = 0,6 \text{ m/s}$, $R = 0,07 \text{ kg/s}$), H21 ($v_0 = 1,5 \text{ m/s}$, $R = 0,07 \text{ kg/s}$) und H31 ($v_0 = 1,5 \text{ m/s}$, $R = 0,23 \text{ kg/s}$)

Die CO_2 -Konzentrationen der Heißgase dagegen werden - insbesondere mit zunehmender Längsströmung - schon direkt in Brandherdnähe unzutreffend hoch wiedergegeben. In Folge der dadurch angezeigten unzureichenden Einmischung von Frischluft in den Plume werden auch die für das Brandraumsegment ermittelten Heißgastemperaturen eher zu hoch berechnet. Die Mächtigkeit der Heißgasschicht wird erheblich zu klein simuliert. Über der Tunnellänge dagegen wird der Abfall von Temperatur und CO_2 -Konzentration in der Heißgasschicht eher über- als unterbewertet. Die sich einstellenden Gradienten über der Tunnellänge für eine Programmvariante mit vergrößerter Plume-Einmischung wären allerdings noch zu überprüfen (vgl. B.2.1.3).

Zum Vergleich der Mischungsvorgänge zwischen der Heißgas- und der Kaltluftschicht unter Berücksichtigung von Längsströmung und Energiefreisetzung seien im folgenden die aus den Simulationsrechnungen unter Kap. B.2.1.1 ermittelten Massenströme zwischen Heißgas- und Kaltluftschicht in Trennung der einzelnen Mischungsphänomene dargestellt.

Bild B.21 zeigt hierzu die Einmischungen am Feuerplume für die drei simulierten Heptanbrände. Auswirkungen aus der Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit von 0,6 m/s auf 1,5 m/s auf die Einmischungen von Luft und Gasen in den Plume sind hier kaum zu erkennen. Die Vergrößerung der Energiefreisetzungsrate von 3,1 MW auf 10,3 MW bei gleichzeitig vergrößertem Brandherddurchmesser führt zu einer Verringerung der eingemischten Kaltluft! Dieses resultiert aus der mit wachsender Energiefreisetzungsrate berechneten Vergrößerung der laminaren Plume-Mischungzone (h_{grenz} in Gl. B.1, Kap. B.1.1.1), für welche die eingemischten Gasmassen mit der $\frac{3}{4}$ -ten Potenz über der Höhe abnehmen - im Gegensatz zur Massenaufnahme in der turbulenten Mischungszone gemäß $h^{5/2}$. Die Abnahme der in den Plume eingemischten Gasmassen mit der zeitlichen Entwicklung erklärt sich durch die während der Simulationsrechnung anwachsende Kaltluftschicht-Temperatur (ganz deutlich für den Versuch H31) und der damit abnehmenden Auftriebskräfte der Plumegase in der 'dünner' (abnehmende Dichte bei zunehmender Temperatur) werdenden Kaltluft.

Damit wird bei Erhöhung der Längsströmungsgeschwindigkeit oder der Energiefreisetzungsrate kaum eine Zunahme der Gas-Einmischungen in den Plume bewirkt. Diese Zusammenhänge sind zwar überraschend und widersprechen den für diese Versuche im ganzen Tunnel gemessenen Gaszusammensetzungs- und Temperaturverhältnissen, jedoch sollen ohne weitergehende experimentelle Untersuchungen der Plume-Einmischungen Änderungen am im Programm integrierten Plumemodell nicht vorgenommen werden.

Bild B.22 stellt für die drei Heptanbrände die in den Türöffnungen bewegten Gasmassen für die 25. Simulationsminute dar. Bei Vergrößerung der Längsluftung von 0,6 m/s auf 1,5 m/s erhöht sich der 'nach rechts' bewegte Massenstrom von etwa 18 kg/s auf ebenfalls $2\frac{1}{2}$ -fache 45 kg/s. In der Darstellung sind die 'nach rechts' bewegten Massen oberhalb der Abszissenachse, die 'nach links' bewegten Massen unterhalb der Abszissenachse jeweils als Fläche eingetragen. Für eine Bilanz des in der abgebildeten Momentaufnahme insgesamt nach rechts bewegten Massenstromes müssen daher die 'unteren' Flächen quasi von der 'oberen' Fläche subtrahiert werden. Durch Quellterme (Dichteänderungen aufgrund von Temperaturänderungen, variierte Anteile transportierter Heißgas- und Kaltluftmassen) ist für den dargestellten Zeitpunkt diese Bilanz nicht über der gesamten Tunnellänge konstant.

Es zeigt sich, daß im Versuch H21 mit der auf 1,5 m/s erhöhten Längsströmung bei unveränderter, relativ kleiner Energiefreisetzungsrate von 3,1 MW Heißgase kaum mehr gegen die Längsluftung anströmen. Für den Versuch H31 mit erhöhter Energiefreisetzungsrate wird - wie

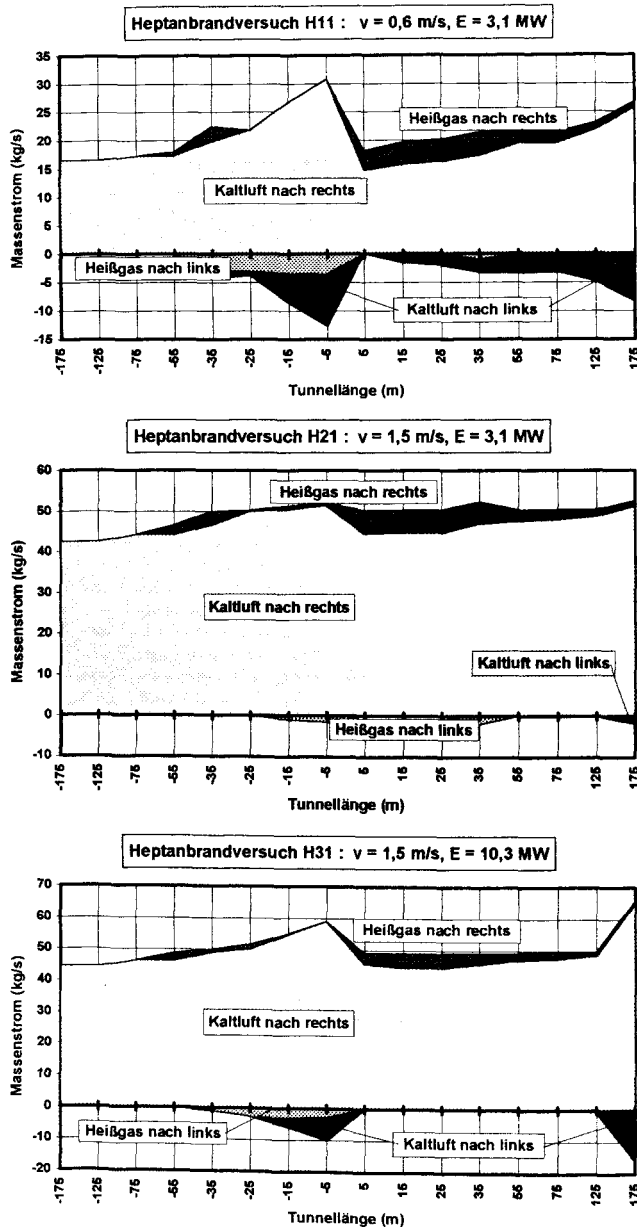


Bild B.22: Berechneter insgesamt durch die Tunnelröhre bewegter Massenstrom (25. Minute) für die Heptanbrände H11 ($v_0 = 0,6 \text{ m/s}$, $R = 0,07 \text{ kg/s}$), H21 ($v_0 = 1,5 \text{ m/s}$, $R = 0,07 \text{ kg/s}$) und H31 ($v_0 = 1,5 \text{ m/s}$, $R = 0,23 \text{ kg/s}$)

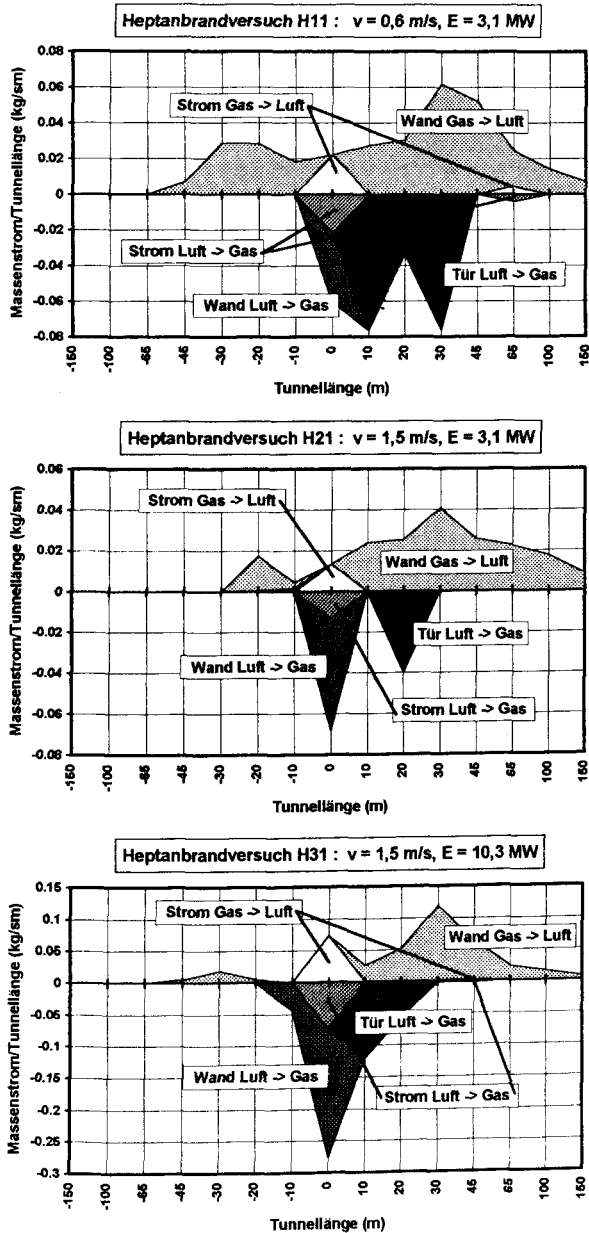


Bild B.23: Ausgetauschte Massenströme zwischen den Gasschichten (25. Minute)
für die Heptanbrände H11 ($v_0 = 0,6 \text{ m/s}$, $R = 0,07 \text{ kg/s}$),
H21 ($v_0 = 1,5 \text{ m/s}$, $R = 0,07 \text{ kg/s}$) und H31 ($v_0 = 1,5 \text{ m/s}$, $R = 0,23 \text{ kg/s}$)

auch im Versuch H11 mit verkleinerter Strömungsgeschwindigkeit und Energiefreisetzung - sowohl Heißgas als auch Kaltluft nach links bewegt. Je größer die Energiefreisetzung im Verhältnis zur Längsströmung ist, desto mehr Gase werden zumindest für eine kleine Strecke auch entgegen der Längsströmungsrichtung vom Brandherd fort bewegt.

Die mit der Strömung und der Tunnelsteigung nach rechts strömenden Heißgase entsprechen im Bereich des Brandraumes dem Plume-Massenstrom (Bild B.21). Daher nehmen sie an der insgesamt im Tunnel nach rechts bewegten Masse zunächst für den Übergang von Versuch H11 zu H21 (obere zwei Darstellungen in Bild B.22) mit Erhöhung der Längsströmung (mehr Kaltluft wird bewegt), dann für den Übergang von Versuch H21 zu H31 (untere zwei Darstellungen in Bild B.22) wegen der Plumegasabnahme bei Erhöhung der Energiefreisetzungsrates anteilig zunehmend ab.

Weiterhin ist mit zunehmender Entfernung vom Brandherd eine Abnahme des nach rechts strömenden Heißgasmassenstromes für alle drei Versuche festzustellen. Dieses bedeutet, daß über der Tunnellänge ein größerer Massenaustausch von der Heißgasschicht in die Kaltluftschicht stattfindet als umgekehrt Kaltluftmassen in die Heißgasschicht einströmen. Insofern informiert Bild B.22 darüber, welche Arten von Massen wo und in welcher Größenordnung im Tunnel bewegt werden, und hilft damit, die Mischungsprozesse zwischen den Schichten (Bild B.23) in ihrer quantitativen Bewertung zu gewichten.

Im Vergleich zu diesen insgesamt durch die Tunnelröhre geschobenen Gasmassen verhalten sich die zwischen den Schichten ausgetauschten Gasmassen mengenmäßig in äußerst bescheidenem Rahmen.

Bild B.23 stellt die pro laufenden Meter Tunnellänge zwischen den beiden Gasschichten ausgetauschten Massen zu den unter Kap. B.2.1.1 simulierten Heptanbränden dar. Durch Bezug der Massenströme auf die Tunnellänge werden die an sich pro Raum berechneten Massenströme bei einer Tunnelsegmentierung mit unterschiedlichen Raumsegment-Längen relativiert. Oberhalb der Abszissenachse sind die Einmischungen von Heißgas in die Kaltluftschicht, unterhalb der Abszissenachse die aus der Kaltluftschicht in die Heißgasschicht übertretenden Massenströme dargestellt.

Es zeigt sich, daß ein Austausch von Luft in die Heißgasschicht für alle drei simulierten Heptanbrände nur innerhalb von 30 m um den Brandherd herum stattfindet. (Beachte die Achsenverzerrung im Bild B.23.) Hieran haben alle drei in das Rechenprogramm integrierten Mischungsphänomene zwischen den Schichten Anteil: Im wesentlichen nur für den Brandraum selber werden Mischungen zwischen den Schichten aufgrund von Scherströmungen im Grenzschichtbereich zwischen den Schichten (Kennzeichnung 'Strom' in Bild B.23) berechnet; ein Aufsteigen von konvektiv durch die Wände aufgewärmten Luftmassen in die Heißluftschicht (Kennzeichnung 'Wand' in Bild B.23) findet ebenfalls nur für den Brandnahbereich mit den radiativ über Kaltlufttemperatur erhitzten Umfassungsbauteilen statt; auf der Leeseite des Brandherdes ist - insbesondere für die Versuche (H11 und H31) mit im Verhältnis zur Energiefreisetzungsrates eher kleiner Längsströmungsgeschwindigkeit - ein deutlicher Eintrag von Kaltluft in das Heißgas aufgrund der rauminternen Mischungen durch Scherinstabilitäten bei der Passage der Segmentgrenzen (Kennzeichnung 'Tür' in Bild B.23) zu verzeichnen.

Im Vergleich zu den aus der Heißgasschicht in die Kaltluftschicht eingemischten Massenströmen fallen die umgekehrt aus der Kaltluft in die Heißgasschicht eingemischten Massenströme kleiner aus. So stehen für die 25. Simulationsminute über dem betrachteten Tunnelausschnitt von -175 m bis +175 m für den Heptanbrand H11 bewegten 2,5 kg/s Kaltluft 4,85 kg/s Heiß-

gas, für den Heptanbrand H21 1,11 kg/s Kaltluft 3,49 kg/s Heißgas und für den Heptanbrand H31 5,05 kg/s Kaltluft 5,89 kg/s Heißgas gegenüber (im Bild B.23 ist die Verzerrung des Abszissenmaßstabes zu beachten). Daran hat der Masseneintrag von Heißgas in die Kaltluftsicht aufgrund der konvektiven Energieabgabe an die Umfassungsbauteile den größten Anteil. Es sind rauminterne Einmischungen von Heißgasen in die Luftschicht durch rückzügliche Einmischungen an den Segmentgrenzen überhaupt nicht zu verzeichnen.

Aus den Mischungen zwischen Heißgas und Kaltluft resultieren die für die einzelnen Räume und Schichten gültigen Gaszusammensetzungen aus Verbrennungsgasbestandteilen und Frischluft. Diese sind am Beispiel der berechneten CO_2 -Konzentrationen im Kapitel B.2.1.1 abzulesen. Sie schlagen sich ebenfalls in den berechneten Sichtverhältnissen nieder. Bild B.24 zeigt die minimalen Sichtweiten für die Heißgas- und die Kaltluftsicht über der Tunnellänge. Diese werden für die Heißgassicht zwischen der 2. und 11. Simulationsminute, für die Kaltluftsicht zwischen der 3. und der 22. Simulationsminute erreicht.

Dem hier verwendeten Begriff der Sichtweite liegt die Annahme einer grenzwertig gerade noch als ausreichend anzusehenden Resthelligkeit von 5% der Ausgangslichtintensität zugrunde. Es gilt also für den Transmissionsgrad

$$\tau = \frac{I}{I_0} = 0,05 \quad \text{mit} \quad I = I_0 \cdot e^{-K_{abs} \cdot B \cdot s}, \quad (\text{B.42})$$

woraus für die Sichtweite S_w

$$S_w = -\frac{\ln 0,05}{\sigma} = -\frac{\ln 0,05}{K_{abs} \cdot B} \approx \frac{3}{K_{abs} \cdot B} \quad (\text{B.43})$$

folgt.

Bei einem Beleuchtungsangebot von 40 lx wären das nunmehr 2 lx, die ein schematisches Orientieren im Tunnel gerade noch möglich erscheinen lassen. Tatsächlich aber sind die Sichtverhältnisse von der Art des ausgehenden Lichtes (reflektierender oder selbststrahlender Körper) sowie den Streu- und Absorptionseigenschaften der Rauchgase (beides hinsichtlich der Spektralverteilung) und nicht zuletzt von der Anordnung der Leuchten abhängig, die bei tiefergelegter Anbringung wegen der Transmission durch eher raucharme Zonen eine größere Lichtausbeute (zum zu erkennenden Boden und zurück) bis in Augenhöhe der Fliehenden zuläßt.

Eine Sichtweite von mindestens 10 m wird gemeinhin als ausreichend für eine erfolversprechende Flucht erachtet /B.18/. Im Hinblick auf die insbesondere für die Heißgassicht überhöht berechneten CO_2 -Konzentrationen sollte auch für die in B.24 dargestellten Sichtweiten von einer tendentiell verschärften Einschätzung der Sichtverhältnisse zumindest für die Heißgassicht ausgegangen werden.

Sofern von einer stabilen Schichtung auszugehen ist, d.h. ein deutlicher Temperaturunterschied zwischen Heißgas und Kaltluft berechnet wird und bei vorgegebener Längsströmung keine Überschneidung von Neutraler Ebene und Heißgas-Kaltluft-Grenze mit Konsequenzen für die strömungsabgewandte Leeseite ermittelt wird, sind zur Beurteilung der Flucht-, Rettungs- und Feuerangriffsbedingungen die berechneten Sichtverhältnisse in der Kaltluftsicht heranzuziehen, da hier die Verhältnisse in Kopfhöhe wiedergegeben werden.

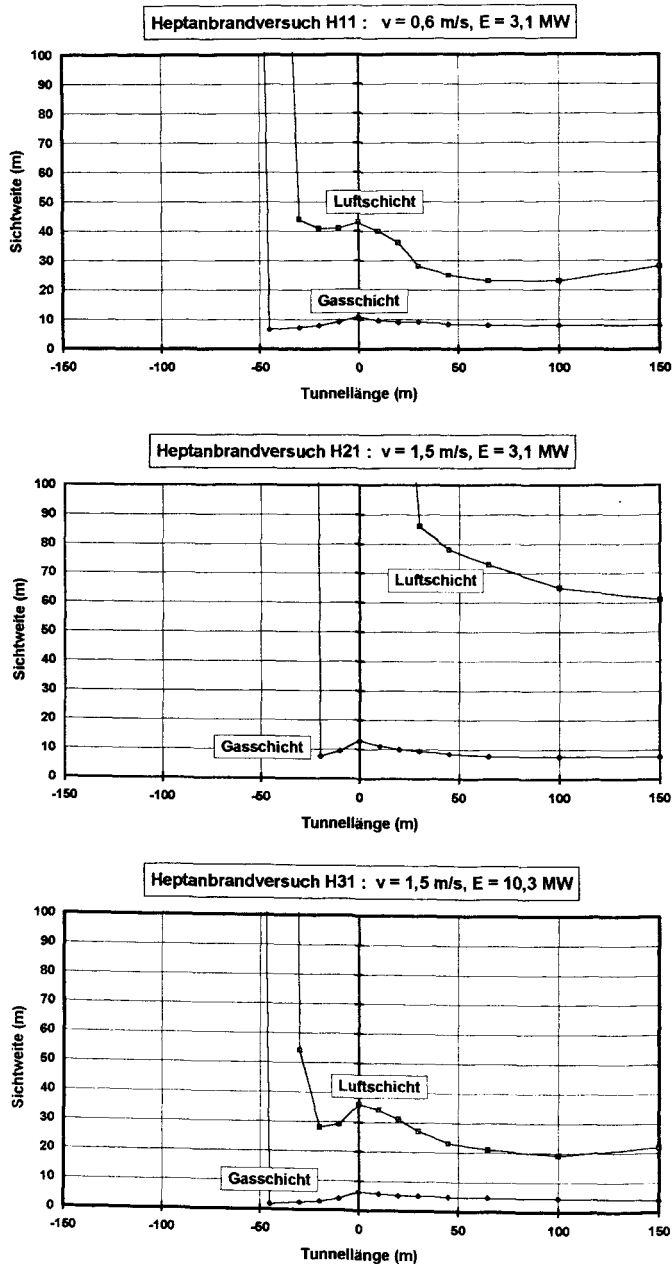


Bild B.24: Minimale Sichtweiten (zwischen 2. Minute und 22. Minute erreicht)
für die Heptanbrände H11 ($v_0 = 0,6$ m/s, $R = 0,07$ kg/s),
H21 ($v_0 = 1,5$ m/s, $R = 0,07$ kg/s) und H31 ($v_0 = 1,5$ m/s, $R = 0,23$ kg/s)

B.2.1.3 Modifizierte Mischungsvorgänge

Soll die thermische Belastung von Tunnel-Auskleidungsmaterialien ('auf der sicheren Seite') beurteilt werden, so ist - zumindest für den Brandnahbereich - die Nutzung des Programmes, wie unter B.2.1.1 verwendet, durchaus zweckmäßig. Für eine Beurteilung der Sichtverhältnisse, der mittleren Toxizität der Verbrennungsgase, der mittleren Heißgastemperaturen und der Rauchgasverteilung im Hinblick auf die Lösch- und Fluchtbedingungen zeigen sich die berechneten Verhältnisse jedoch recht ungenau.

Günstigere Aussagen für eine derartige Nutzung des Codes soll eine Programm-Modifikation schaffen, die durch vergrößerte geschwindigkeitsabhängige Plume-Einmischungen bei vorgegebenen Längsströmungen und ein konsequent aus den Differenzdruckverhältnissen abgeleitetes Massenaustauschverhalten an den Segmentgrenzen gekennzeichnet ist (vgl. Kap. B.1.1.1 und B.1.3.5). Dadurch sollen - für erhöhte Längsströmung - größere Heißgasmassen im Plumbereich 'produziert' werden und über der Tunnellänge ein geringerer Verlust an Heißgas im Vergleich zu Kaltluftertragungen in die Heißgasschicht erzielt werden. In Konsequenz wird eine vergrößerte Mächtigkeit der Heißgasschicht und die Berechnung von kühleren und schwächer durch Verbrennungsprodukte belasteten Heißgasen für das modifizierte Programm erhofft.

Hierzu sollen diejenigen, mit der Längsströmung durch den Tunnel bewegten Gase, die im Bereich des Brandes den Plume der aufsteigenden Gase durchqueren müßten, den aufstrebenden Plumegasen zugeschlagen werden. Zur Vereinfachung sei der Einfluß dieser zusätzlich eingemischten Plumegase auf die dadurch veränderte Plumegeometrie, die veränderte höhenabhängige Dichte und höhenabhängige Plumegasegeschwindigkeit vernachlässigt. Die Geometrie des Plumes soll weiterhin - wie unter B.1.1.1 idealisiert - bzgl. der laminaren Verbrennungszone als zylindrisch mit der Grundfläche des als rund angenommenen Brandherdes und bzgl. der turbulenten Einmischungszone als kegelförmig angesehen werden.

Damit ergeben sich die aufgrund der Längsströmung zusätzlich zu berücksichtigenden Gas-Einmischungen in den Plume zu

$$\begin{aligned} \dot{M} \approx & v_{\text{Längs}} \cdot (\phi_{Brh} \cdot (h_{\text{Raum}} - h_{LG}) + m_{Pl} \cdot (h_{\text{Raum}} - h_{Grenz})^2 - m_{Pl} \cdot (h_{LG} - h_{Grenz})^2) \cdot \rho_G + \\ & + v_{\text{Längs}} \cdot (\phi_{Brh} \cdot h_{LG} + m_{Pl} \cdot (h_{LG} - h_{Grenz})^2) \cdot \rho_L \end{aligned} \quad (\text{B.44})$$

Am Beispiel des Heptanbrandes H31 mit einer Längsströmung von 1,5 m/s sollen die Auswirkungen dieser Programm-Modifikation gezeigt werden. Für diesen Simulationslauf werden zum einen die nach Gl. B.44 erhöhten Plume-Einmischung berücksichtigt, zum anderen werden die an den Segmentgrenzen aufgrund der vertikalen Druckdifferenzen (vgl. Bild B.1) ausgetauschten Massen konsequent gemäß Differenzdruck und geometrischer Anordnung der betreffenden Gasschicht zugeschlagen. Das bedeutet - im Gegensatz zu den Rechenläufen unter Kap. B.2.1.1 und B.2.1.2 -, daß Heißgase des kälteren Raumes nicht immer vollständig automatisch in die Frischluftschicht des wärmeren Raumes eingeleitet werden, sowie die Kaltgase des wärmeren Raumes nicht immer automatisch der Frischluftschicht des kühleren Raumes zugeführt werden, sondern daß diese Gasmassen sich gemäß des Strömungsdruckes und der geometrischen Zuordnung anteilig in beiden Schichten wiederfinden können. In Folge kann über der Tunnellänge die Heißgas-Schichtdicke deutlich zunehmen (mittlere Darstellung in Bild B.26). Die Temperaturen der Heißgasschicht (mittlere Darstellung in Bild B.25) sowie die Gaskonzentrationen der Verbrennungsprodukte (untere Darstellung in Bild B.26) hingegen nehmen ab.

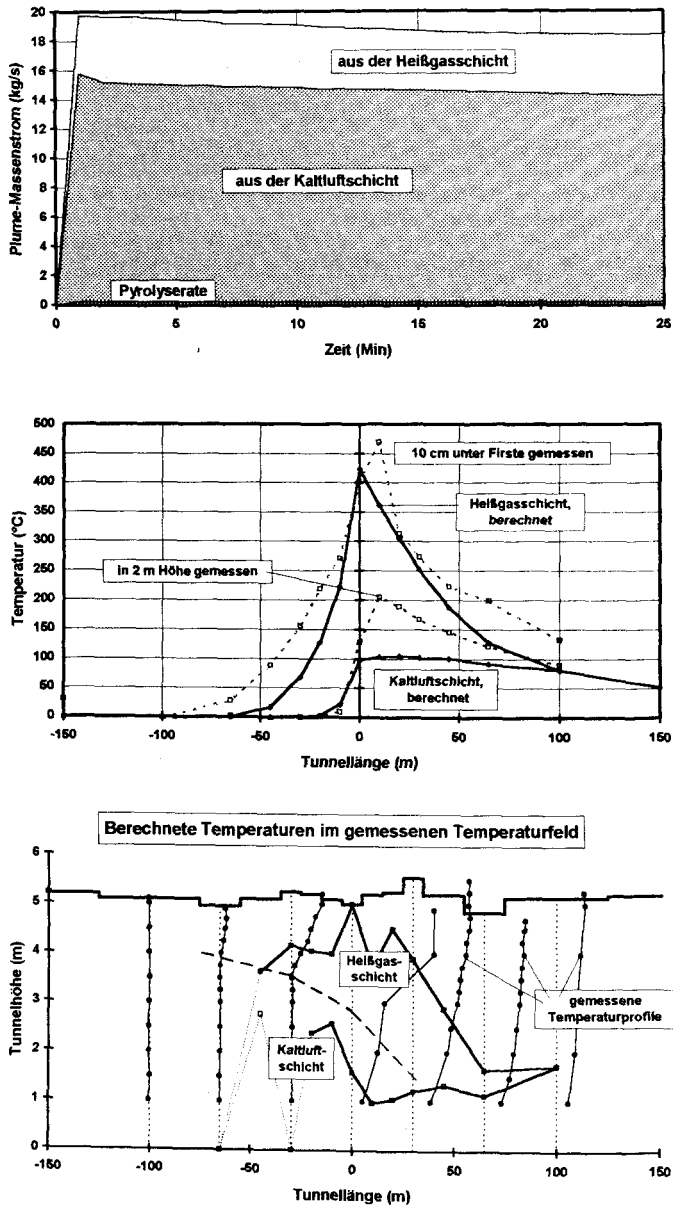


Bild B.25: Berechneter in den Plume eingemischter Gasmassenstrom, berechnete Temperaturen sowie Höhenverlauf der berechneten Temperaturen im gemessenen Temperaturfeld - unter besonderer Berücksichtigung der Längsströmung zum Heptanbrandversuch H31 ($v_0 = 1,5 \text{ m/s}$, $R = 0,23 \text{ kg/s, 25. Minute}$)

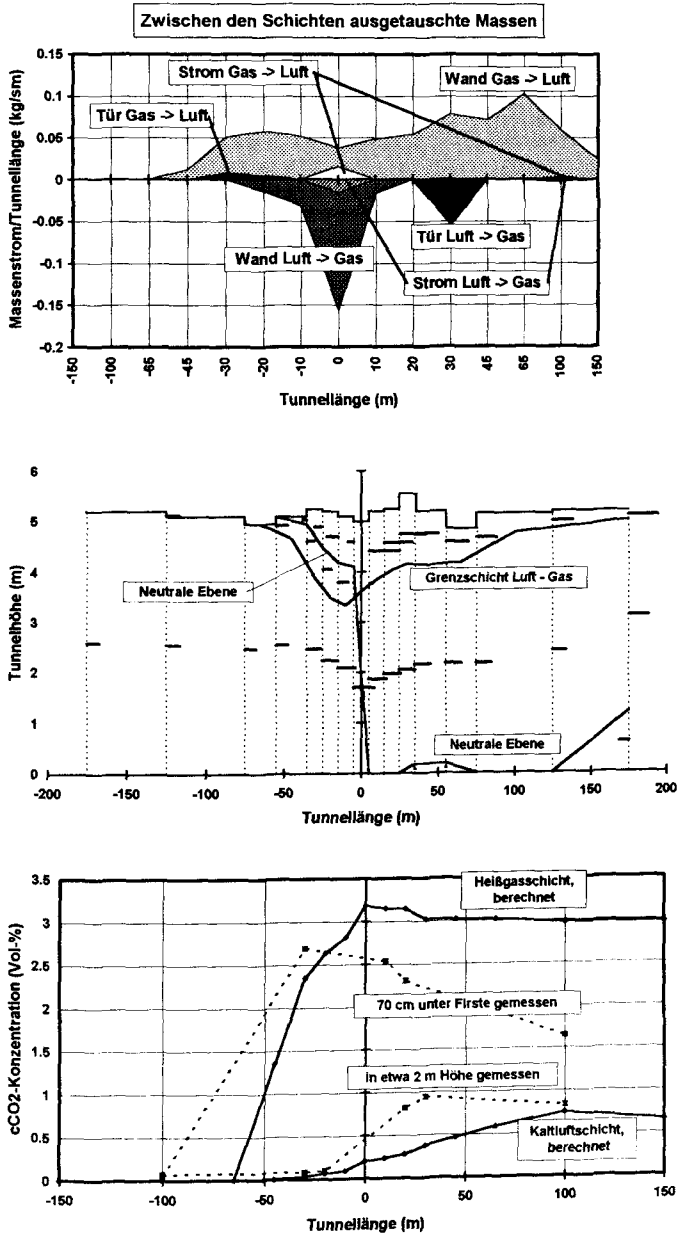


Bild B.26: Berechnete über der Tunnelänge zwischen den Gasschichten ausgetauschte Massenströme sowie berechnete Gasverteilung, -bewegung und CO₂-Konzentration, - unter besonderer Berücksichtigung der Längsströmung
zum Heptanbrandversuch H31 ($v_0 = 1,5$ m/s, $R = 0,23$ kg/s, 25. Minute)

Ein Vergleich der unteren Darstellung in Bild B.21 mit der oberen Darstellung in Bild B.25 zeigt für die berücksichtigte Längsströmung gut verdreifachte in den Plume eingemischte Massenströme. Für den Heptanbrand H11 mit einer Längsströmung von 0,6 m/s ergäben sich etwa 1½-fache, für den Heptanbrand H21 mit 1,5 m/s verdoppelte Plume-Massenströme.

Die berechneten Temperaturen der Heißgas- und Kaltluftschicht der mittleren Darstellung in Bild B.25 stimmen besser mit den unter der Tunnelfirste und in 2 m Höhe gemessenen Temperaturwerten überein als für den Rechenlauf unter B.2.1.1 (vgl. mit oberer Darstellung in Bild B.19). Zwar werden die für 2 m Höhe geltenden Temperaturen unterschätzt, doch zeigt die Darstellung des berechneten Temperaturverlaufs im gemessenen Temperaturfeld unten in Bild B.25, daß die berechnete Kaltlufttemperatur dennoch den Meßwerten in einer Tunnelhöhe zwischen 1 m und 2 m entspricht. Auch Bild B.27 zeigt im Vergleich zur oberen Darstellung in Bild B.20, daß das zweistufig berechnete Profil den gemessenen Profilen deutlich ähnlicher wird für eine Berücksichtigung der Längsströmung bei den Plumeeinmischungen.

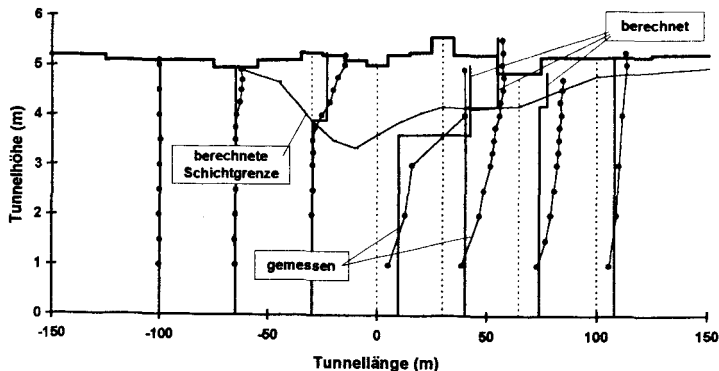


Bild B.27: Berechnetes und gemessenes Temperaturprofil mit berechnetem Verlauf der Heißgas-Kaltluft-Grenze
- für eine Berechnung mit besonderer Berücksichtigung der Längsströmung
zum Heptanbrandversuch H31 ($v_0 = 1,5$ m/s, $R = 0,23$ kg/s, 25. Minute)

Der Heißgaseintrag durch Abkühlung der Heißgase an den Umfassungswänden wächst für diese Simulationsrechnung (vgl. obere Darstellung in Bild B.26 mit der unteren Darstellung in Bild B.23) mit der vergrößerten Mächtigkeit der Heißgasschicht (mittlere Darstellung in Bild B.26). Für die Luvseite des Brandherdes zeichnet die berechnete Gasschichtdicke ein im Vergleich zur Versuchsbeobachtung (vgl. Bild A.5) sehr viel treffenderes Bild als die Darstellung in Bild B.20. Die auf der Leeseite beobachtete durchgehende Gastrübung wird allerdings auch durch diese Programmversion nicht wiedergegeben. Die gemessenen Temperaturprofile für den +30 m-, +65 m- und +100 m-Meßquerschnitt in der unteren Darstellung in Bild B.25 bestätigen den Eindruck, daß für die Leeseite des Brandherdes von geschichteten, quasi gestuft unterschiedlich temperierten Gasen nicht gesprochen werden kann. Dieses wird in den Rechenergebnissen einzig an den ab +100 m zusammenlaufenden Temperaturen für die Heißgas- und

Kaltluftschicht deutlich (mittlere Darstellung in Bild B.25, welches für die Rechenergebnisse (obere Darstellung in Bild B.19) mit der nicht modifizierten Programmversion allerdings schon ab +45 m auftrat.

Die deutlichste Verbesserung aber zeigt sich für die berechneten CO_2 -Konzentrationen als Beispiel für die Belastung der Gase mit Verbrennungsprodukten (vgl. untere Darstellung in Bild B.26 mit der mittleren Darstellung in Bild B.19). Es wird zwar keine Annäherung der Konzentrationen zwischen den Schichten mit zunehmender leeseitiger Entfernung vom Brandherd berechnet wie gemessen, jedoch erhält man eine gute Übereinstimmung für die (am Brandherd) erreichten Maximalwerte.

Entsprechend ist auch von einer treffenden Wiedergabe der Rauchpartikelbeladung und damit der Sichtverhältnisse auszugehen. In Bild B.28 sind die nach Kap. B.2.1.3 berechneten Sichtweiten für die Kaltluft- und für die Heißgasschicht dargestellt. Im Vergleich zur Rechnung mit der nicht modifizierten Programmversion (Kap. B.2.1.1, vgl. mit der unteren Darstellung in Bild B.24) zeigen sich die Sichtbedingungen aus der modifizierten Programmversion für beide Schichten etwas entschärft.

Es wurde für sämtliche unter Kap. B.2.1 dargestellten Heptanbrand-Simulationen in Übereinstimmung mit den Meßergebnissen kein Kohlenmonoxid freigesetzt; die Verbrennung erfolgte vollständig.

Als Resümee läßt sich zu den Berechnungen mit dem modifizierten Programm feststellen, daß mit der erhöhten Einmischung von Gasen in den Feuerplume hinsichtlich der für die Schichten berechneten Gaskonzentrationen realistischere Werte ermittelt werden. Entsprechend ist auch für die berechnete Verrauchung der Schichten von treffenderen Ergebnissen auszugehen.

Die berechnete Heißgasschichtdicke nimmt mit dem vergrößerten Plummassenstrom zu, erreicht jedoch weder - auf der Luvseite des Brandherdes - ganz die beobachtete Mächtigkeit

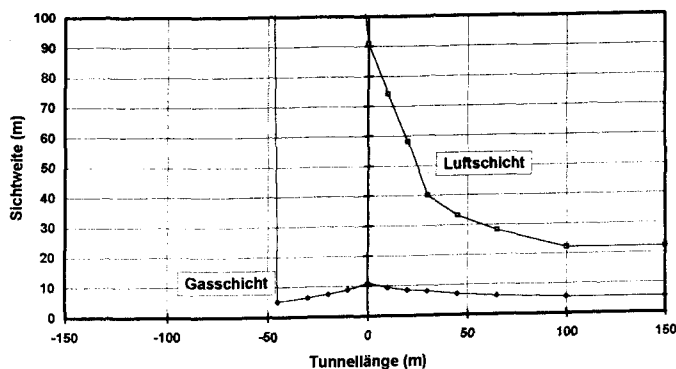


Bild B.28: Berechnete minimale Sichtweite
 - unter besonderer Berücksichtigung der Längsströmung
 zum Heptanbrandversuch H31 ($v_0 = 1,5 \text{ m/s}$, $R = 0,23 \text{ kg/s}$)

und Ausbreitung gegen die Längslüftung, noch wird - für die Leeseite des Brandherdes - die beobachtete vollständige Auflösung der Schichtung zugunsten einer einzigen (Heißgas-) Schicht simuliert. Der Bereich einer Deckung berechneter Heißgas- und Kaltlufttemperaturen auf der Leeseite rückt weiter vom Brandherd fort als in der Simulation mit der Programmversion aus Kap. B.1.1.3 und bedingt nicht gleichzeitig eine Deckung der berechneten Gaskonzentrationen in beiden Schichten.

Der Heißgaseintrag in die Kaltluftschicht nimmt für die modifizierte Programmversion mit größerer Entfernung vom Brandherd leicht zu. Andererseits gibt es für eine größere Distanz zum Brandherd kaum Massenbewegungen, die umgekehrt aus der Kaltluftschicht in die Heißgasschicht gerichtet sind. Insofern nimmt die Schichtdicke der Heißgasschicht mit zunehmender Entfernung vom Brandherd rapide ab.

Durch den vergrößerten Plumemassenstrom werden niedrigere Temperaturen für die Heißgas- und Kaltluftschicht berechnet, weshalb für eine Beurteilung der thermischen Belastung von Umfassungsbauteilen die unter Kap. B.2.1.1 verwendete Programmversion besser geeignet erscheint. Zur Einschätzung der Schadstoffbelastung und Sichtverhältnisse bietet dagegen die modifizierte Programmversion für die Simulation von Bränden mit offener Plumegeometrie die glaubwürdigeren Resultate.

B.2.2 Simulation der Versuche mit realen Brandlasten

Beispielhaft für die Simulation von Bränden mit geschlossener Fahrgastzelle soll der Versuchsbrand B11 des Linienbusses mit Aluminiumgehäuse betrachtet werden. Dieser Versuch wurde ausgewählt, weil er sich für ein einzelnes Fahrzeug mit geschlossenem Fahrgastraum vergleichsweise schnell und heftig bei einer maximalen Energiefreisetzungsrate von 33 MW entwickelt (vgl. Bild A.18 in Kap. A.2.3.4).

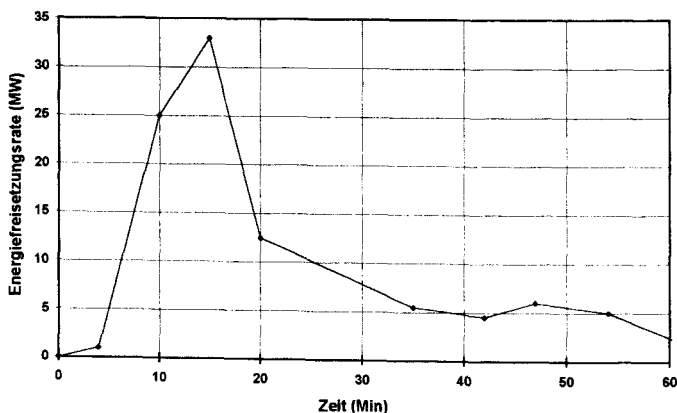


Bild B.29: Vorgegebene Energiefreisetzungsrate
zum Bus-Brandversuch B11 ($v_0 = -0,3 \text{ m/s}$)

Im Gegensatz zu den Heptanbränden muß hier ein zeitlich verändertes Abbrandverhalten berücksichtigt werden. Bild B.29 zeigt die vorzuziehende Energiefreisetzungsrate (bzw. Abbrandrate). Sie entspricht dem unter Kap. A.2.3 aus den im Tunnel gemessenen Temperaturen, Geschwindigkeiten und CO-/CO₂-Konzentrationen abgeleiteten Abbrandverlauf.

Die folgenden drei Unterkapitel befassen sich mit der rechnerischen Simulation dieses Brandversuches, wobei der besonderen Situation eines Brandraumes innerhalb einer größeren Raumgeometrie Rechnung getragen werden soll. Es folgt daher der Simulation des Brandes ohne Berücksichtigung des zunächst eingeschlossenen Brandgeschehens die Nachrechnung der Brandentwicklung innerhalb des Fahrzeuges, um im dritten Teil einen Versuch für die Simulation des komplexen 'Raum-im-Raum'-Brandes zu unternehmen.

Für diese Simulationsrechnungen wird die nach Kap. B.2.1.3 modifizierte Programmversion verwendet.

B.2.2.1 Brände von Fahrzeugen mit größerer Fahrgastzelle

Ohne Rücksicht auf das innerhalb des Fahrzeuges stattfindende Brandgeschehen soll in diesem Kapitel das gesamte Fahrzeug als Brandherd im Tunnel betrachtet werden. Der Brandherd wird damit wie für die unter Kap. B.2.1 simulierten Heptanbrände als offen für die Mischungs-Wechselwirkungen mit der Tunnelatmosphäre angesehen. Die maximale Brandherdausdehnung ist durch die Fahrzeugabmessungen von 2,3 m · 11,8 m (Breite · Länge) vorgegeben. Da die Brandherdgrundfläche im Simulationsmodell als rund angenommen wird, folgt eine nahezu querschnittfüllende flächengleiche Brandherd-Grundfläche mit 5,88 m Durchmesser.

Die berechneten Einmischungen von Zuluft in den als offen angesehenen Brandplume vernachlässigen, daß der eigentliche Brand - zumindest zunächst - von einem, im wesentlichen geschlossenen Aluminiumgehäuse umfaßt wird. Im Brandversuch hatte der Bus eine komplett geöffnete Fahrgasttür gegenüber dem Fahrersitz und ein schräggestelltes Dachfenster im hinteren Bereich des Fahrgastraumes. Diese Ventilationsverhältnisse sollten die Zustände während der Flucht von Fahrgästen repräsentieren. Die Längsströmung war mit $v_0 = -0,3$ m/s zum Portal gerichtet.

Bild B.30 zeigt die berechneten Plume-Einmischungen und zur 15. Minute der i.a. höchsten gemessenen sowie berechneten Temperaturen die Temperatur- und Gasverteilung im Tunnel. Es ist aus der oberen Darstellung in Bild B.30 abzulesen, daß die in den Plume eingemischten Massenströme noch lange trotz abfallender Energiefreisetzungsrate (vgl. Bild B.29) weiter ansteigen.

Die berechneten Temperaturen stimmen gut mit den gemessenen überein (mittlere Darstellung in Bild B.30). Dieses gilt insbesondere für die Leeseite des Brandherdes, die sich bei diesem Brandversuch portalseitig, also linkerhand in den Bildern (negative Meterangaben) befindet. Die in der unteren Darstellung in Bild B.30 abgebildete Heißgasverteilung entspricht nicht den zur 15. Minute beobachteten Verhältnissen. Für diesen Zeitpunkt erfüllte dicker, dunkler Rauch auf der portalseitigen Leeseite den gesamten Tunnelquerschnitt. Die Rauchfront hatte zu dieser Minute bereits das bei -295 m befindliche Portal erreicht. Einen Vergleich von berechneter und beobachteter Rauchausbreitung zeigt die untere Darstellung in Bild B.32.

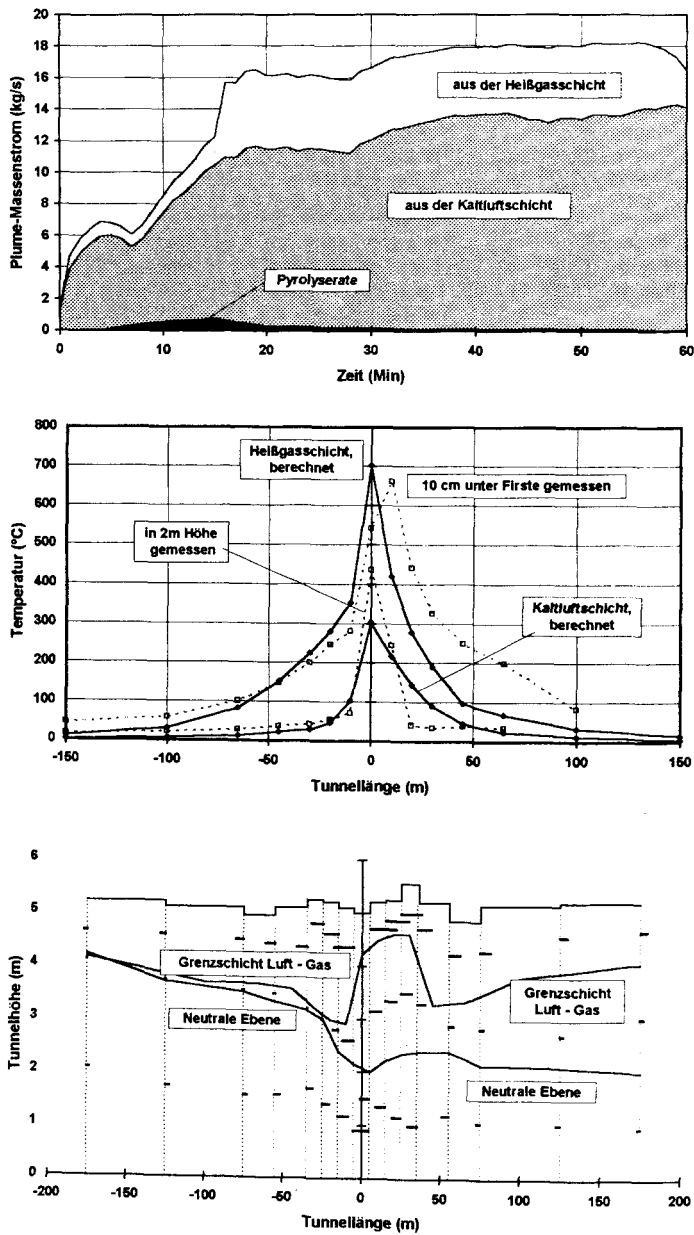


Bild B.30: Berechneter in den Plume eingemischter Gasmassenstrom, berechnete und gemessene Temperaturen sowie Gasverteilung (zu 15. Minute) zum Bus-Brandversuch B11 ($v_0 = -0,3 \text{ m/s}$)

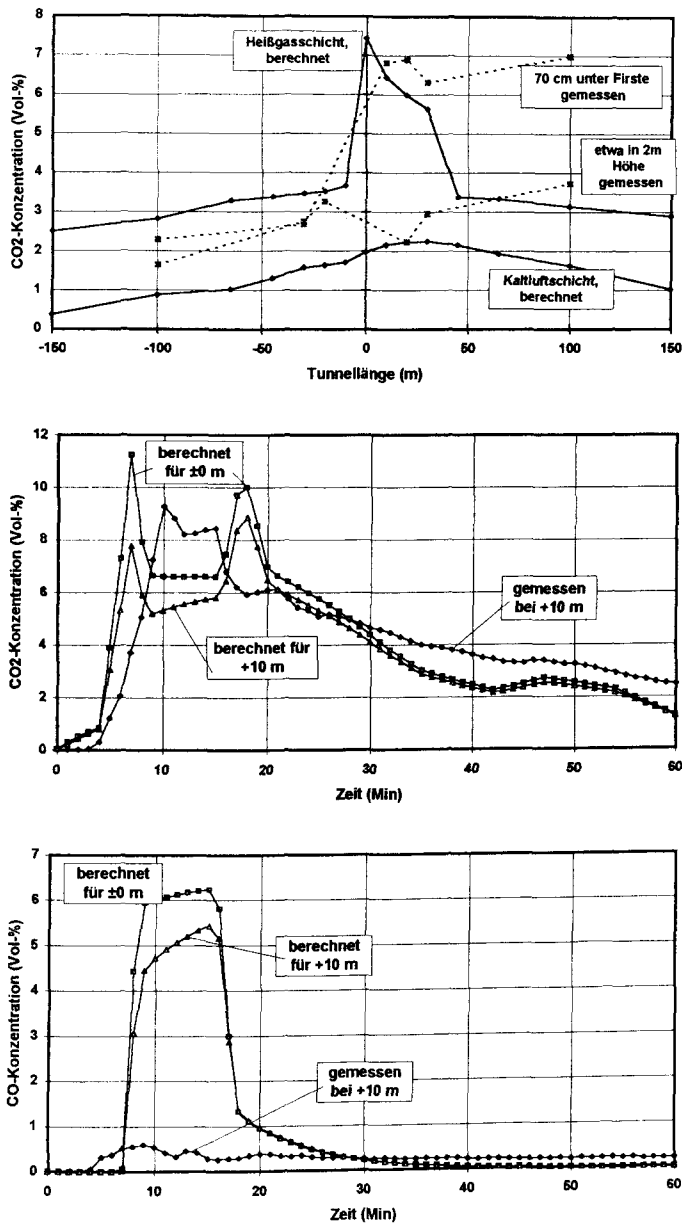


Bild B.31: Berechnete und gemessene CO₂-Konzentrationen zur 16. Minute bzw. für die Heißgasschicht berechnete und 10 cm unter der Firste gemessene CO₂- und CO-Konzentrationen über der Zeit - zum Bus-Brandversuch B11 ($v_0 = -0,3$ m/s)

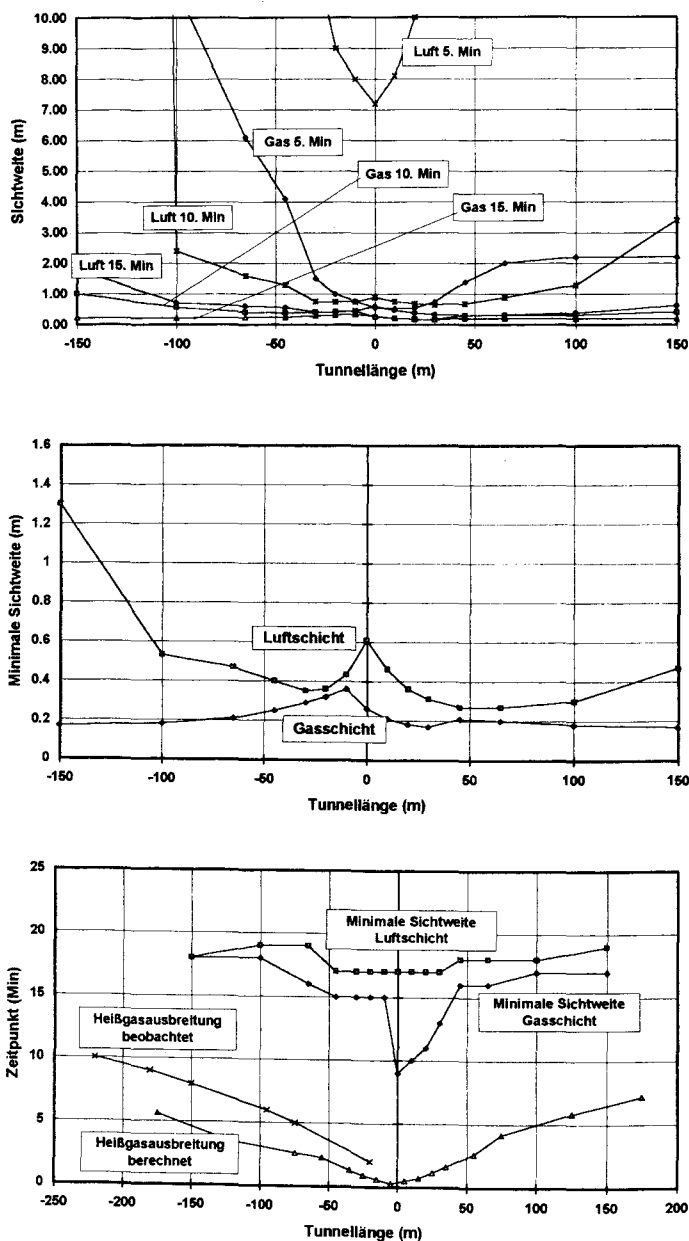


Bild B.32: Berechnete Entwicklung der Sichtverhältnisse, minimale Sichtweiten und Zeitpunkt der minimalen Sichtweiten sowie der vorangeschrittenen Rauchfront - zum Bus-Brandversuch B11 ($v_0 = -0,3$ m/s)

Eine gute Übereinstimmung zwischen Rechnung und Messung zeigt auch die Momentan-Darstellung der für die 16. Minute abgebildeten CO_2 -Konzentrationen (obere Darstellung in Bild B.31). Für den Zeitraum zwischen der 9. und der 15. Minute wäre die Übereinstimmung aber eher schlechter (mittlere Darstellung). Innerhalb dieser Zeitspanne verläuft die berechnete Verbrennung unvollständig mit erheblicher Freisetzung von Kohlenmonoxid. In der unteren Darstellung in Bild B.31 zeigt sich, daß die Berechnung von CO für den Zeitraum ab der 7. Minute zwar den Meßergebnissen entspricht, das berechnete Maß an CO-Freisetzung wird jedoch erheblich überschätzt. Dieses geht in der Rechnung mit einer gleichzeitigen Reduktion der CO_2 -Bildung einher, was durch die Versuchsergebnisse nicht bestätigt werden kann.

Die Sichtverhältnisse verschlechtern sich in der Brandsimulation rapide. Die obere Darstellung von Bild B.32 zeigt, daß in der Kaltluftschicht in der Region bis zu 25 m um den Brandherd herum schon nach 5 Minuten die notwendige Sichtweite von 10 m unterschritten wird. Nach nur 10 Minuten sind in 100 m Entfernung auf der Leeseite des Brandherdes die Sichtverhältnisse für die Luftschicht schon so verschlechtert, daß eine Flucht oder Löscharbeiten nicht mehr möglich erscheinen.

Die berechneten minimalen Sichtweiten in der Gas- und Luftschicht gibt die mittlere Darstellung in Bild B.32 wieder. Unterschiede in der Rauchpartikelbeladung von Kaltluft- und Heißgasschicht sind kaum nennenswert. Diese minimalen Werte werden für den Zeitraum zwischen der 9. und der 19. Simulationsminute berechnet, wobei sie für die Kaltluftschicht um die 18. Minute herum (± 1 Minute) für den gesamten in der Simulation berücksichtigten Bereich von -150 m bis +150 m erreicht werden.

Ebenfalls dargestellt in der unteren Abbildung in Bild B.32 ist die Rauchausbreitung. Berechnet wird die Rauchausbreitung geringfügig schneller, als sie beobachtet worden ist; somit liegen die Rechenergebnisse auf der 'sicheren Seite'. Hierbei ist zu berücksichtigen, daß die Tunneldecke - wie die Wandungen - tatsächlich sehr uneben geformt ist und daß sich damit (sowie durch die nachträglich unter die Decke gebauten Tropfwasser-Ableitkonstruktionen von etwa 100 m Entfernung zum Brandherd an) kavernenartige 'Speicher'bereiche für den unter der Decke entlang ziehenden Rauch bilden. Da eine solche Behinderung der Rauchausbreitung im Rechengang nicht berücksichtigt wurde, darf die berechnete Rauchausbreitung durchaus als der Versuchsbeobachtung entsprechend beurteilt werden.

0. Minute:	Zündung des Spiritus.
2. Minute:	Der Rauch erreicht Querschnitt -20 m. Knallgeräusche deuten darauf hin, daß erste Fensterscheiben im Bus zerspringen.
5. Minute:	Die Rauchspitze an der Decke erreicht Querschnitt -75 m.
6. Minute:	Die Rauchspitze an der Decke erreicht Querschnitt -95 m. Der Bus ist nicht mehr zu erkennen, da der Rauch im Bereich zwischen Querschnitt -95 m und dem Bus von der Decke bis zum Boden reicht. Das Zerspringen von Fensterscheiben ist zu hören.
8. Minute:	Der Rauch an der Decke erreicht Querschnitt -150 m; der Rauch bewegt sich auf der gesamten Querschnittsbreite in Richtung Portal, seine Geschwindigkeit beträgt ca. 0,31 m/s.
9. Minute:	Der Rauch hat den Querschnitt -180 m erreicht, er bewegt sich walzenförmig im oberen Walzenbereich mit ca. 0,33 m/s in Richtung Portal.
10. Minute:	Der Rauch zieht sehr schnell über den Querschnitt -220 m hinweg.
12. Minute:	Der Rauch zieht durch die Gebläseöffnung des Ventilators am Portal.

Bild B.33: Auszug aus dem Versuchs-Beobachtungsprotokoll zum Bus-Brandversuch B11

B.2.2.2 Brandgeschehen innerhalb der Fahrzeuge

Da laut Versuchsprotokoll (Bild B.33) zumindest für die allerersten Brandminuten doch von einem durch das Fahrzeug im wesentlichen eingeschlossenen Brandszenario auszugehen ist, das einen Gasaustausch zwischen Brandraum und umgebenden Tunnel zunächst ausschließlich - wenn auch zunehmend - nur durch Ventilationsöffnungen erfährt, wäre es von Interesse, die Vorgänge im Fahrzeug unbeeinträchtigt von Einflüssen der Tunnelumgebung zu simulieren.

Hier stellt sich jedoch die Frage nach einer realistischen Einschätzung der tatsächlich für das Fahrzeug geltenden Energiefreisetzungsrate. Wie unter Kap. A.2.3 erläutert, ist die dem Brandversuch zugeordnete Energiefreisetzungsrate (Bild B.29) aus den makroskopisch im Tunnel gemessenen Temperatur-, Geschwindigkeits-, CO_2 - und CO -Werten für zwei das brennende Fahrzeug eng umschließende Meßquerschnittspaare ermittelt worden. Das Fahrzeug mit dem eingeschlossenen Brandgeschehen ist dabei wie eine Blackbox behandelt worden, wobei nur die nach außen meßbaren Wirkungen, nicht aber die im Inneren ablaufenden Prozesse von Bedeutung waren. Folglich gilt die Energiefreisetzungs-Vorgabe streng genommen nur für einen direkt im Tunnel befindlichen Brandherd und nicht für ein noch einmal eingeschlossenes Brandgeschehen, dessen Auswirkungen auf den umhüllenden Tunnelraum nur mit zeitlichen Verzögerungen und Mischungsspezifischen Verzerrungen wirksam werden können.

In Ermangelung weitergehender Informationen soll auch für diesen Simulationslauf des Brandgeschehens im Fahrzeug die in Bild B.29 dargestellte Energiefreisetzungsrate vorgegeben werden. Als Ventilationsöffnungen werden eine Dachöffnung mit 0,4 m im Quadrat und eine Aubentür von 1,9 m Höhe und 1,1 m Breite berücksichtigt. Die maximale Brandherdausdehnung wird wegen der Fahrzeugbreite zu 2,3 m vorgegeben.

Hiermit werden die in Bild B.34 dargestellten Luft- und Gaseinmischungen in den Plume berechnet. Im Vergleich zu den Plumeeinmischungen im Falle des offenen Plumes verhalten sich die Zunahme und der bis zur 10. Minute maximal erreichte Massenstrom sehr dezent. (Hierfür ist die vorgegebene Plumeausdehnung nicht ohne Einfluß.)

Wie zu erwarten, führt die hohe Energiefreisetzungsrate rasch zu einem unterventilierten Brand, bei dem von der fünften Brandminute an hohe CO -Freisetzungen berechnet werden (vgl. Bild B.35). Die Bildung von CO_2 , erkennbar an den abnehmenden CO_2 -Konzentrationen der beiden Gasschichten, nimmt dabei ab. Gleichzeitig ist die Sauerstoffkonzentration in der Heißgasschicht so weit abgesunken, daß sie kaum mehr zu einem Verbrennungsprozeß beitragen kann (Abnahme von CO - und CO_2 -Konzentration).

Im Vergleich zu den im Tunnel gemessenen Gaskonzentrationen (vgl. mit Bild B.31) bestätigt sich der berechnete Zeitpunkt einer Unterventilation, der Grad der Sauerstoffversorgung des Brandes muß jedoch erheblich günstiger eingeschätzt werden, da von der zweiten Brandminute an - laut Versuchsprotokoll - eine Vergrößerung der Ventilationsflächen durch das Zerspringen von Fensterscheiben stattgefunden hat. Insofern sind die letzten Minuten dieser zehnminütigen Brandsimulation mit Sicherheit nicht übertragbar auf die während des Busbrandes im Fahrzeug anzutreffenden Verhältnisse.

Die untere Darstellung in Bild B.34 zeigt die für den Busbrand berechneten und gemessenen Innentemperaturen. Hier bestätigt sich, daß von etwa der zweiten Brandminute an die gemessenen Heißgastemperaturen im Bus - vermutlich wegen der im tatsächlichen Versuch gegebenen besseren Sauerstoffversorgung - deutlich oberhalb der berechneten Temperaturen verlau-

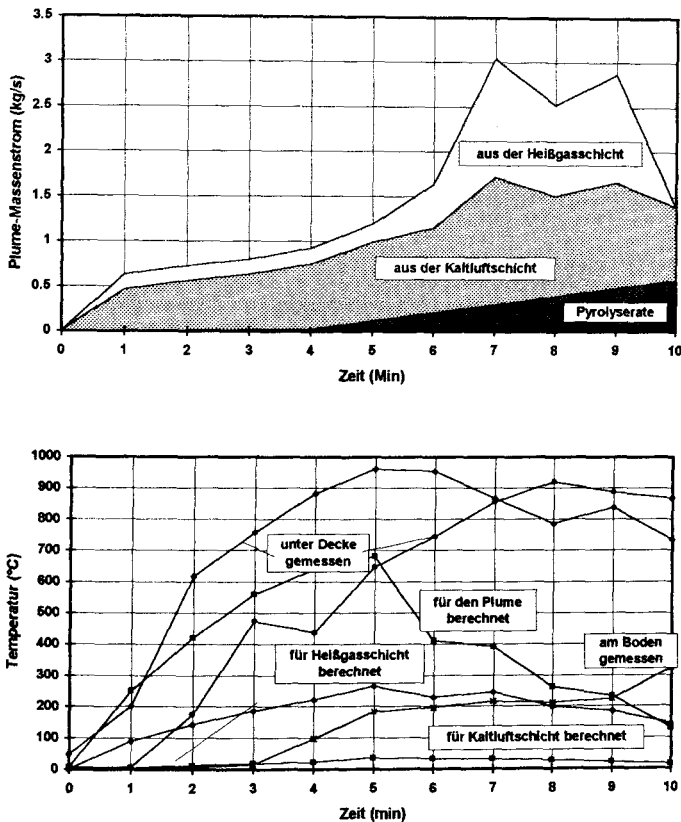


Bild B.34: Berechneter in den Plume eingemischter Gasmassenstrom, berechnete und im Fahrzeug gemessene Temperaturen - zum Bus-Brandversuch B11

fen. Laut gemessener Temperaturen zerbrechen Fensterscheiben im Bus bei Heißgastemperaturen oberhalb von etwa 350°C. Auch in den anderen Versuchen ist für gemessene Heißgastemperaturen zwischen etwa 300°C und 350°C das Zerbrechen von Fensterscheiben registriert worden.

Es wäre daher denkbar, in Verbindung mit einer Grenz-Temperaturvorgabe die Ventilationsöffnungen während des Programmlaufes sprunghaft zu vergrößern. Doch sollte bedacht werden, daß die berechnete Heißgastemperatur die über das gesamte Fahrzeug erstreckt gedachte Heißgasschicht charakterisiert. Gerade für langgestreckte Fahrzeuge bedeutet das, daß wegen des horizontalen Temperaturgradientens lokal - so direkt am Brandherd - deutlich höhere Temperaturen herrschen können, als im Mittel für die gesamte Heißgasschicht berechnet werden.

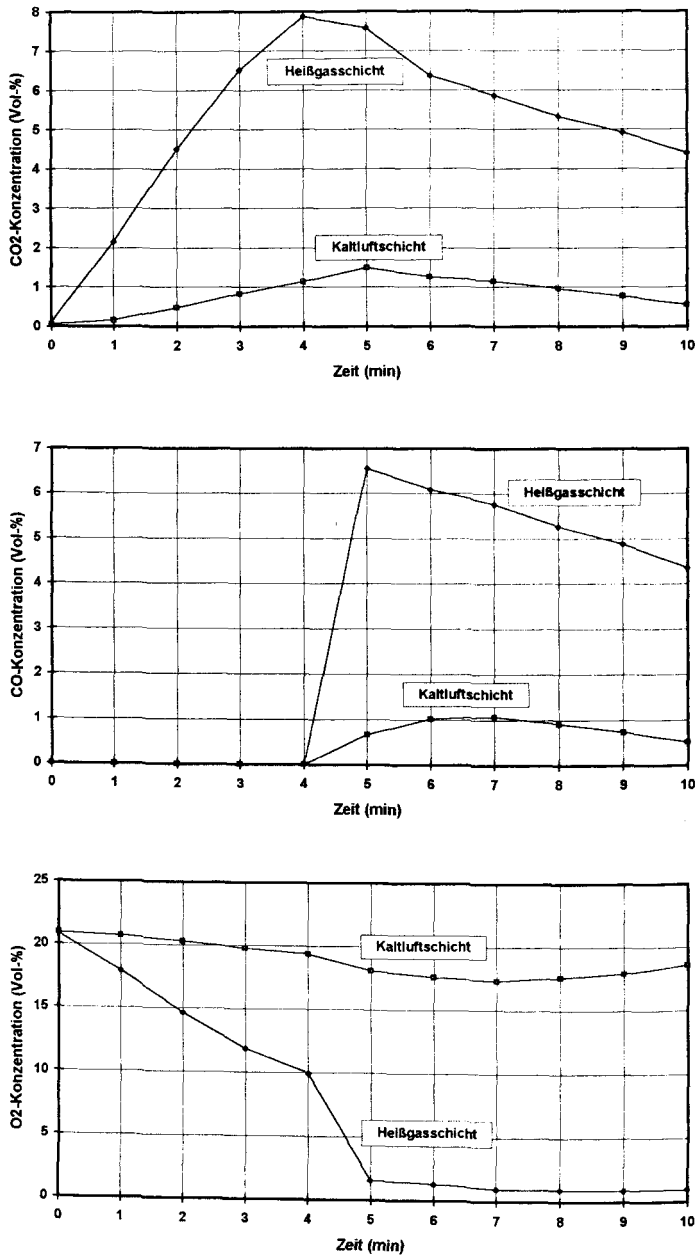


Bild B.35: Für die Fahrgastzelle berechnete CO₂-, CO- und O₂-Konzentrationen
- zum Bus-Brandversuch B11

Die Bilder B.36 und B.37 zeigen die Berechnungsergebnisse für einen analogen Rechenlauf, bei dem unter Vorgabe einer Plume-Grenztemperatur von 400°C die Ventilationsflächen verdreifacht werden.

Die in den Plume eingemischten Gasmassen sind vergrößert; die Heißgas- und die Plumetemperaturen steigen höher und schneller an als in der vorhergehenden Vergleichsrechnung (vgl. Bilder B.36 und B.34). Trotz vergrößerter Plumeeinmischungen bleibt die Verbrennung jedoch weitgehend unvollständig (Bild B.37); der Sauerstoffgehalt des Heißgases nimmt nicht so stark ab wie in der vorangegangenen Simulationsrechnung.

Insgesamt bestätigt damit ein Vergleich der Bilder B.36 und B.37 mit B.34 und B.35 den Ansatz, die Ventilationsflächen des Fahrzeuges während der Brandsimulation zu vergrößern. Für die Anwendung auf ein unbekanntes Brandgeschehen sind hierbei jedoch Grenzen gesetzt, da

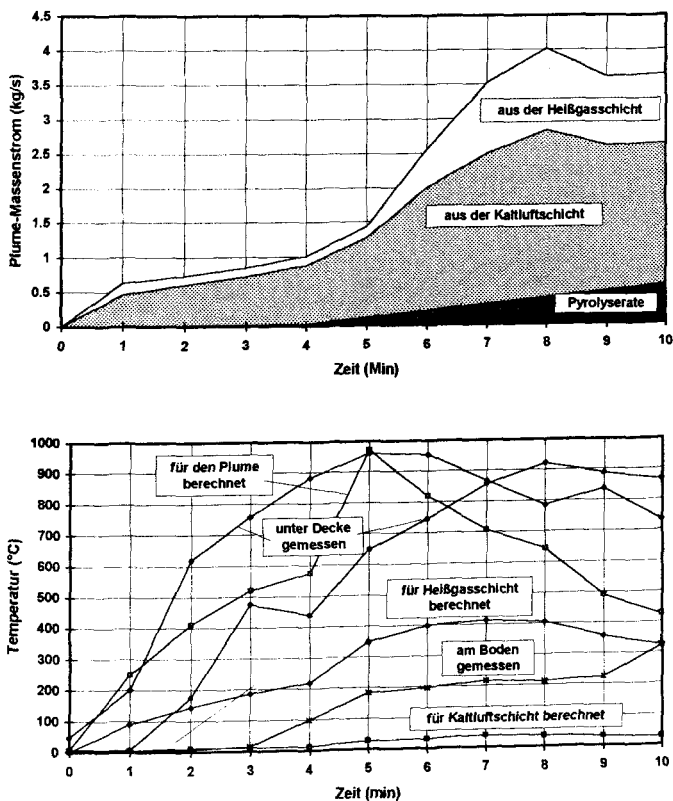


Bild B.36: Berechneter in den Plume eingemischter Gasmassenstrom, berechnete und im Fahrzeug gemessene Temperaturen - zum Bus-Brandversuch B11 bei Verdreifachung der Ventilationsflächen für $T_{pl} > 400^{\circ}\text{C}$

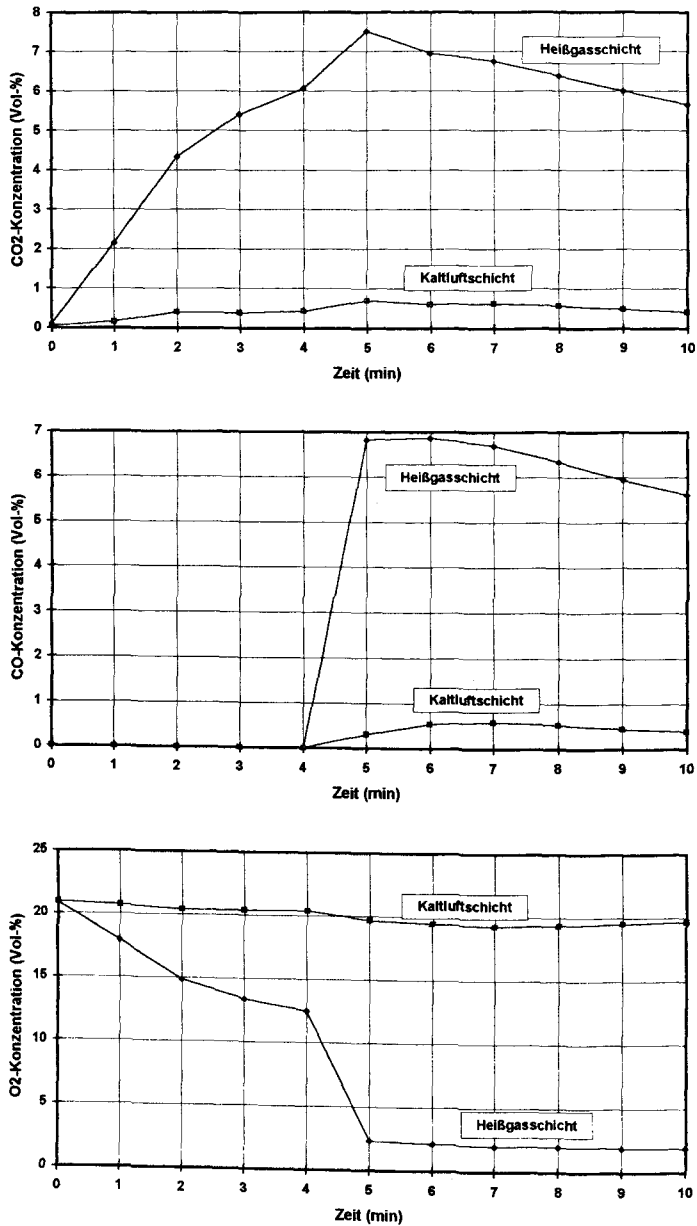


Bild B.37: Für die Fahrgastzelle berechnete CO₂, CO- und O₂-Konzentrationen
- zum Bus-Brandversuch B11
bei Verdreifachung der Ventilationsflächen für $T_{PI} > 400^{\circ}\text{C}$

unklar bleibt, inwieweit die Ventilationsflächen über dem Brandverlauf zu vergrößern wären. Die tatsächliche thermische Belastung wird außerdem weitgehend vom lokalen Brand- und Temperaturgeschehen beeinflusst, wobei auch radiative Einflüsse nicht zu vernachlässigen sein dürften.

B.2.2.3 Brandgeschehen innerhalb und außerhalb der Fahrgastzelle

In dieser letzten Simulationsrechnung zum Busbrand sollten die Vorteile und Überlegungen zu den beiden Rechnungen unter Kap. B.2.2.1 und B.2.2.2 kombiniert werden. Es soll die Raumordnung des Brandszenarios so gewählt werden, daß das Brandfahrzeug Bestandteil der Segmentierung wird.

Das eigentlich *im* Tunnel stehende Fahrzeug wird hierbei als ein (deutlich kleinerer) Raumraum des Tunnels angesehen, welcher entsprechend seines Radstandes erhöht, erkerartig an den betrachteten Tunnelausschnitt angeklinkt gedacht wird (vgl. Bild B.38). Die Einschnürung des Raumsegmentes "2" durch das im Raum enthaltene Tunnel-Raumsegment wird dabei vernachlässigt. Die Ventilationsöffnungen des Fahrzeuges stehen hier als Verbindungsöffnungen zwischen Fahrzeug-Raum "1" und Tunnel-Raum "2".

Da - derzeit - im Programm alle vorgebbaren Fenster- und Dachöffnungen ausschließlich als Außenöffnungen angesehen werden, wird für den folgenden Rechenlauf anstelle der Deckenöffnung im Bus die Türfläche den Vorgaben entsprechend von $1,9\text{ m} \cdot 1,1\text{ m}$ (Höhe \cdot Breite) auf $1,9\text{ m} \cdot 1,2\text{ m}$ erhöht. Auch für diesen Rechenlauf soll die Ventilationsfläche der Verbindungstür verdreifacht werden, sobald die Plume-Temperatur 400°C überschreitet.

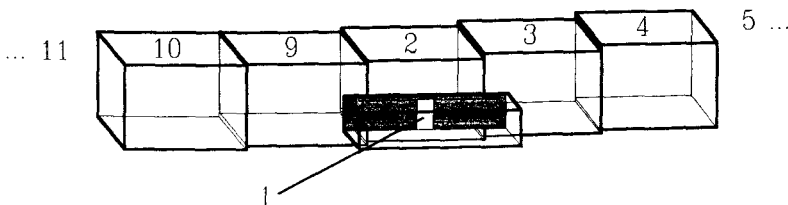


Bild B.38: Anordnung der Raum-Segmente im Tunnel bei Berücksichtigung des brennenden Fahrzeuges als eigenständiges Brandraum-Segment (Raum Nr. 1)

Für diese Rechenversion erstickt der Brand nach 7 Minuten (vgl. untere Darstellung in Bild B.39), und die Rechnung bricht ab. Schon mit der 2. Brandminute wächst die berechnete CO_2 -Konzentration rascher an als im vorangegangenen Rechenlauf (vgl. Bilder B.37 und B.40). Bis zu 4., 5. Brandminute werden die Gaseinmischungen in den Plume noch vergleichbar der Simulation des Brandgeschehens für das Einraum-Szenario 'Bus' berechnet (vgl. Bilder B.39, B.36 und B.30); die Gaseintragen in den Plume aus der Kaltluftschicht nehmen jedoch einen kleineren Anteil ein. Mit der unzureichenden Sauerstoffversorgung erreicht die tatsächliche Energiefreisetzung nicht den vorgegebenen theoretischen Verlauf (Bild B.29).

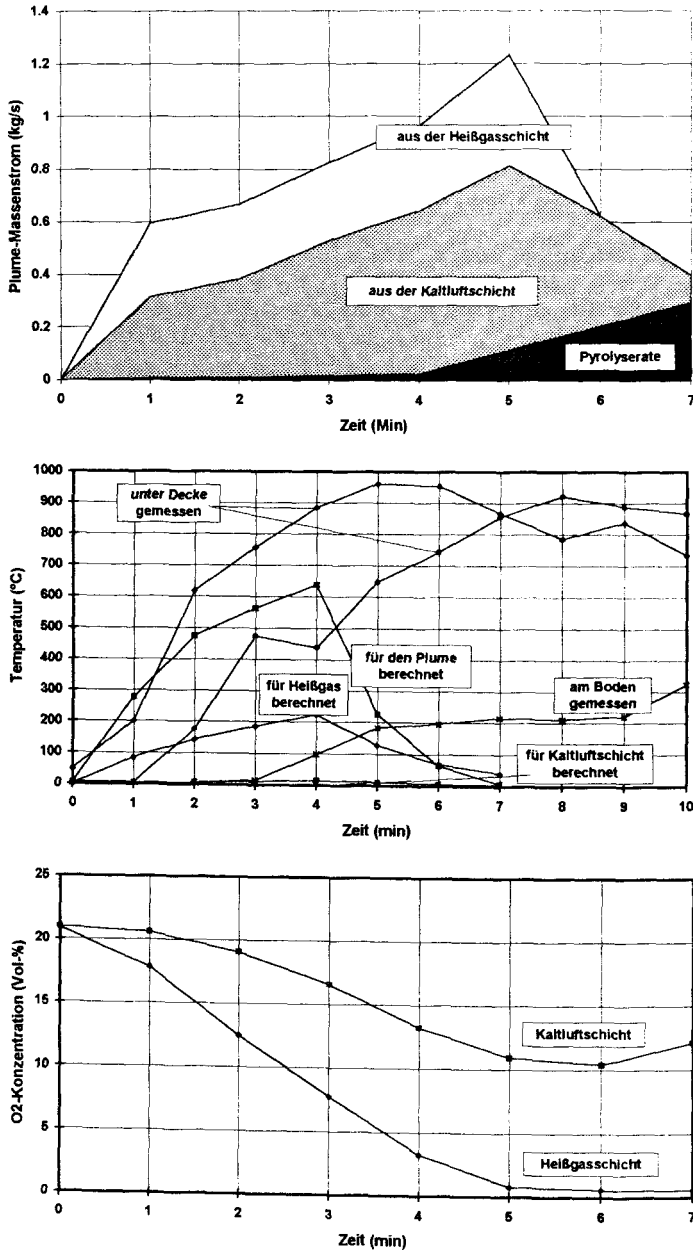


Bild B.39: Berechneter in den Plume eingemischter Gasmassenstrom, berechnete und im Fahrzeug gemessene Temperaturen sowie für die Fahrgastzelle berechnete O₂-Konzentrationen - zum Bus-Brandversuch B11 bei Verdoppelung der Ventilationsflächen für $T_{pl} > 400^{\circ}\text{C}$ und Vorgabe einer Segmentierung gemäß Ausschnitt in Bild B.38

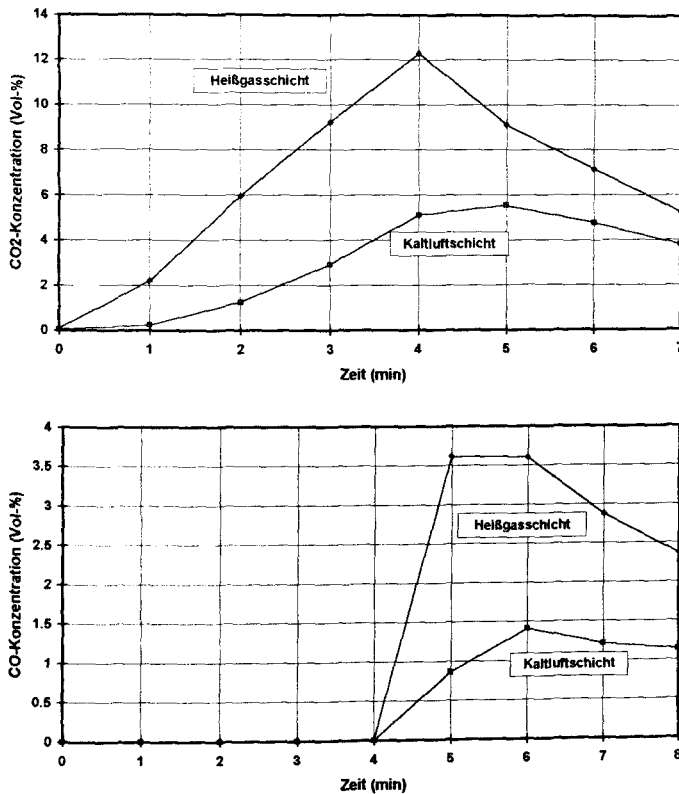


Bild B.40: Für die Fahrgastzelle berechnete CO₂- und CO-Konzentration zum Bus-Brandversuch B11 bei Verdoppelung der Ventilationsflächen für $T_{pl} > 400^{\circ}\text{C}$ und Vorgabe einer Segmentierung gemäß Ausschnitt in Bild B.38

Die Plume-Einmischungen aus der Gasschicht hören in der 6. Minute auf, weil aufgrund der geringen Energiefreisetzung die Plumetemperatur bis unter die Gastemperatur gesunken ist (vgl. mittlere Darstellung in Bild B.39). Durch die verschlechterte Sauerstoffversorgung des Brandes mit z.T. von Verbrennungsprodukten belasteten Tunnelgasen bei der hier durchgeführten Simulation im Vergleich zur Simulation des Fahrzeugbrandes in freier Umgebung wird nach zunächst geringfügig höheren Temperaturen - wegen der erhöhten Plume-Einmischung aus der Heißgasschicht - von der 4., 5. Minute an mit dem einsetzenden Erstickten des Brandes ein rascher Temperaturabfall für die Plumetemperatur berechnet. Die gleichzeitig beginnende Bildung von Kohlenmonoxid (Bild B.40) führt in Heißgas und Kaltluft zu einer geringeren CO-Konzentration als im vorangegangenen Rechenlauf, wo der Verbrennungsprozeß dem raschen Anstieg der vorgegebenen Energiefreisetzung in der 4., 5. Minute noch folgen konnte (Bild B.29).

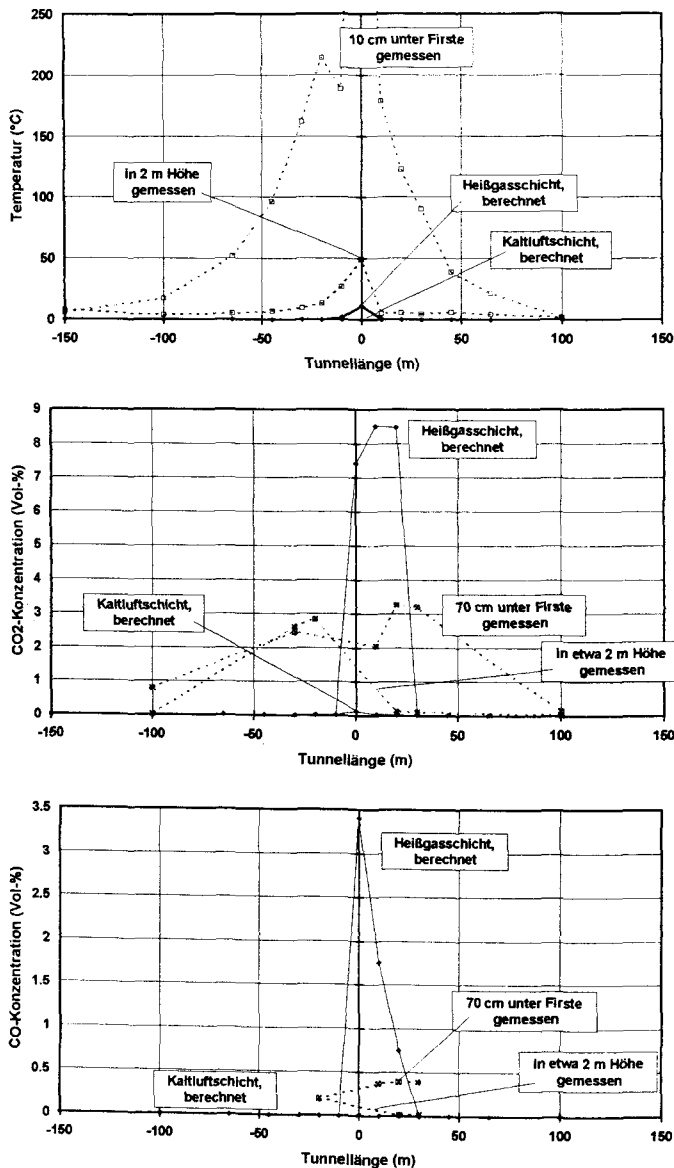


Bild B.41: Für die 6. Minute berechnete und gemessene Temperaturen sowie CO₂- und CO-Konzentrationen im Tunnel zum Bus-Brandversuch B11 bei Verdoppelung der Ventilationsflächen für $T_{Pl} > 400^{\circ}\text{C}$ und Vorgabe einer Segmentierung gemäß Ausschnitt in Bild B.38

Hieraus leitet sich ab, daß eine Simulation des Brandgeschehens unter Berücksichtigung der komplexen 'Raum-im-Raum-Beziehung' hier maximal für die ersten Brandminuten sinnvoll erscheint. Die Darstellungen in Bild B.41 zur Situation der berechneten Brandauswirkungen auf den umgebenden Tunnelausschnitt beziehen sich daher - anstelle auf die 15. Minute wie unter Kap. B.2.2.1 - auf die 6. Simulationsminute.

Aus Bild B.41 läßt sich ablesen, daß wegen der viel zu niedrig berechneten Heißgastemperaturen erwartungsgemäß die thermischen Verhältnisse im Tunnel völlig unterschätzt werden. Hingegen werden betreffend Kohlenmonoxid und Kohlendioxid zu hohe Konzentrationen berechnet. Die Berechnung überhöhter CO-Konzentrationen bei der unvollständigen Verbrennung gilt für sämtliche zum Bus-Brandversuch durchgeführten Vergleichsrechnungen.

In einem Resümée zu den am Beispiel des Busbrandes durchgeführten Simulationsrechnungen kann daher festgestellt werden, daß für die thermische und toxische Belastung der Tunnelröhre im Falle eines Fahrzeugbrandes mit größerer Fahrgastkabine die aus den Versuchsabläufen bekannten Verhältnisse bei Vorgabe des Brandherdes ohne besondere Berücksichtigung der 'Raum-im-Raum-Geometrie' mit brauchbarer Übereinstimmung simuliert werden.

Die Berechnung der Vorgänge innerhalb der Fahrgastzelle gelingt - mit sowie ohne Berücksichtigung des Einschlusses in einen Tunnel - maximal für die allerersten Brandminuten. Hierbei ist eine Vergrößerung der Ventilationsöffnungen in Abhängigkeit von den berechneten Plume- oder Heißgastemperaturen vorzusehen, da es für höhere vorgegebene Energiefreisetzungsraten sonst rasch zu einer Sauerstoffunterversorgung bis hin zur Erstickung der Verbrennung kommen kann. Hierfür ist zu bedenken, daß der tatsächliche Verlauf der Energiefreisetzungsrate, welche die Abbrandvorgänge innerhalb des Fahrzeuges beschreibt, möglicherweise nur näherungsweise mit der aus den Versuchs-Meßdaten im Tunnel deduzierten Energiefreisetzungsrate übereinstimmt.

B.3 Zusammenfassung und Kommentar

Im vorangegangenen zweiten Abschnitt B. der vorliegenden Arbeit wurde unter Nutzung der Versuchs- und Meßergebnisse aus den Norwegischen Tunnelbrandversuchen (vgl. Abschnitt A.) das Zonenmodell 'FIGARO' hinsichtlich seiner Leistungsfähigkeit getestet.

Hierzu sind schon vorab von der Autorin einige Änderungen am Modell gegenüber der in /B.1/ dokumentierten Programm-Version vorgenommen worden, die sich bei ersten Vergleichsrechnungen als notwendig und sinnvoll herausstellten. Zwecks Anwendung des Programmes auf die Versuchsdaten mußten weitere Ergänzungen in das Programm integriert werden, die eine Berücksichtigung des Höhenverlaufes, der vorgegebenen Längslüftung sowie eine für diesen Versuchstunnel zu beachtende erhöhte Wärmeabgabe an die Umfassungsbauteile erlauben.

Zunächst wird das modifizierte Modell in sich überprüft. Es wird untersucht, ob und inwieweit die vom Programm-Nutzer vorzugebende Raumsegmentierung und die zeitlichen Steuergrößen von Einfluß auf das Rechenergebnis sind.

Hinsichtlich der zeitlicher Steuergrößen wird festgestellt, daß bei einer erfolgreichen Absolvierung des Rechenauftrages (ohne Fehlermeldungen) und bei schwankungsfrei berechneten Druck-Zeit-Verläufen eine weitere Verkleinerung der vorzugebenden Zeitschrittweiten keine nennenswerte Veränderung (Verbesserung) des Rechenresultats mehr bewirkt.

Für die Segmentierung eines Tunnelausschnittes ist zu beachten, daß wegen des Luftaustausches der Randräume mit unbelasteter Frischluft eine Verdünnung - insbesondere der Gase der Kaltluftschicht - eintritt und hierdurch die Gaskonzentration von Verbrennungsprodukten zu den Randräumen hin spürbar abnimmt. Ein hoher radiativer Wärmeaustausch zwischen den offenen Randräumen und der kalten Umgebung verursacht hohe Strahlungsverluste. Daher sollte bei Betrachtung eines Tunnelausschnittes dieser nicht zu klein gewählt werden. Es empfiehlt sich für den Nahbereich des Brandherdes eine Verdichtung der Raumaufteilung auf Segmentlängen vom 1- bis 2-fachen der Tunnelhöhe wegen der hier zu erwartenden größeren Gradienten für die berechneten Größen, weil damit eine höhere Auflösung der jeweils ganze Zonen durch mittlere Werte charakterisierenden, berechneten Größen erreicht werden kann.

Schritt für Schritt wird nun eine Anpassung der Rechenvorgaben an die spezifischen Tunnelverhältnisse vorgenommen. Für ein Höhen- zu Längenverhältnis des betrachteten Tunnelausschnittes von 1:40 zeigt sich, daß ein Tunnelgefälle von nur etwa 1% nicht vernachlässigt werden kann, was sich sowohl aus den Rechen- als auch aus den Versuchsergebnissen ablesen läßt. Durch die Schiefelage des Tunnels sowie durch die vorgegebene Längsströmung verschiebt sich der berechnete Verlauf der (geschwindigkeits-)Neutralen Ebene derart, daß sich die entstehenden Heißgase (in Abhängigkeit von der Heißgasschichtdicke) vornehmlich zur höhergelegenen Brandherdseite (z.T. auch gegen die vorgegebene Richtung der Längsströmung, vgl. Kap. B.2.2.1) bewegen.

Für diese Vorgaben wird im Simulations-Rechenlauf mit weitgehend angepaßten Rechenvorgaben in gewisser Entfernung zum Brandherd eine Übereinstimmung von Heißgas- und Kaltlufttemperatur berechnet. Die berechneten Gaskonzentrationen der beiden Schichten unterscheiden sich dennoch in diesem Tunnelabschnitt. Im Falle eines solchen Rechenresultates ist Vorsicht geboten, da wegen des 'fehlenden' Dichtegradientens eigentlich keine Gasschichtung mehr vorliegen kann.

Ein Vergleich von Rechen- und Meßergebnissen am Beispiel der Heptanbrände, die sich durch die singuläre Variation der Parameter Energiefreisetzung und Längsströmung auszeichnen - bei jeweils konstant vorgegebener Energiefreisetzungsrates, soll zeigen, inwiefern das Simulationsprogramm Einflüsse dieser beiden wichtigen Brandparameter wiederzugeben in der Lage ist.

Es zeigt sich - insbesondere für größere Längsströmungsgeschwindigkeiten -, daß die für den Feuerplume berechnete, entstehende Heißgasmasse in der Brandsimulation unterschätzt wird, was sich auch in der berechneten Mächtigkeit der Heißgasschicht und der gegen die Längsströmung zurückgelegten Ausbreitungsstrecke der Heißgase niederschlägt.

Die detaillierte Untersuchung der durch den Tunnel bewegten Gasmassen im Vergleich zu den aufgrund der diversen Phänomene zwischen den Räumen und den Schichten bewegten Gasmassen zeigt, daß mit größerer Entfernung zum Brandherd die Massen der Kaltluftschicht auf Kosten der Heißgasschicht zunehmen. Die im Brandnahbereich dominierenden Mischungsvorgänge mit Richtung 'Kaltluft in Heißgas' aufgrund konvektiver Energieabgabe von den radiativ aufgeheizten Wänden sowie bedingt durch Instabilitäten der Scherströmungen an den Raumsegmentgrenzen als Folge aus der modellbehafteten Raumdiskretisierung (vgl. Bild B.3) werden mit größerer Entfernung zum Brandherd abgelöst durch den hier fast ausschließlich wirkenden Mischungsmechanismus des Herabsinkens von durch Energieabgabe an die Umfassungsbauteile erkalteten Heißgasen in die Kaltluftschicht.

Mit zunehmender Längsströmung ändert sich graduell an diesen Massenbewegungen zwischen den Schichten kaum etwas. Für eine erhöhte Längsströmung treten sogar die schichtenwechselnden Massenströme sowie der insgesamt bewegte Heißgasmassenstrom bei größerer insgesamt durch den Tunnel bewegter Masse im Verhältnis zurück. Die in den Plume eingemischten Massenströme nehmen mit Erhöhung der Längsströmung kaum zu. Bei einer Erhöhung der Energiefreisetzungsrates und entsprechend vergrößertem Brandherddurchmesser werden sogar weniger Gasmassen in den Feuerplume eingemischt als bei kleiner vorgegebener Energiefreisetzungsrates (!); auch für diese Parametervariation nimmt also der Anteil bewegter Heißgase im Verhältnis zur insgesamt durch den Tunnel bewegten Gasmasse ab. Die zwischen den Schichten pro laufenden Tunnelmeter ausgetauschten Massenströme erhöhen sich jedoch um das zwei- bis vierfache wegen des größeren thermischen Gefälles.

In Konsequenz aus der unterschätzten Heißgasentstehung am Feuerplume werden zu hohe Temperaturen und Konzentrationen der Verbrennungsprodukte für die Heißgasschicht berechnet. Die Heißgastemperaturen werden daher im Hinblick auf eine Beurteilung der thermischen Belastung des Tunnelbauwerkes - zumindest für den Brandnahbereich - auf der 'sicheren Seite' angegeben. Die für die Kaltluftschicht berechneten thermischen und toxischen Verhältnisse entsprechen im wesentlichen den aus den Versuchsergebnissen bekannten Verhältnissen.

Obwohl in der Berechnung die in den Plume eingemischten Gasmassen sich durch eine Erhöhung der Energiefreisetzung oder der Längsströmungsgeschwindigkeit überraschenderweise kaum beeinträchtigt zeigen (Bild B.21) und dieser Zusammenhang im Widerspruch zu den im Tunnel gemessenen Brandauswirkungen steht, soll am im Programm integrierten Plumemodell keine Änderung vorgenommen werden, da entsprechende experimentell abgesicherte Daten zu den Plume-Einmischungen fehlen.

Werden aber die Einmischungsprozesse am Plume dahingehend modifiziert, daß diejenigen Gase aus der Kaltluft- und aus der Heißgasschicht, die aufgrund ihrer Strömungsgeschwindigkeit

die aufstrebenden Plumegase passieren bzw. durchkreuzen müßten, entsprechend der idealisierten Plumegeometrie zusammen mit den Plumegasen nach oben in die Heißgasschicht getragen werden, so entstehen deutlich vermehrt Heißgase. Die berechnete Gaskonzentration von Verbrennungsprodukten nimmt erkennbar ab, so daß mit dieser Modifikation auch für die Gaskonzentrationen in der Heißgasschicht eine gute Übereinstimmung zwischen Messung und Rechnung erreicht wird. Auswirkungen dieser Modell-Modifikation zeigen sich also nur bei Vorgabe einer Längsströmung.

Entsprechend der realistischeren Wiedergabe der berechneten CO₂-Konzentrationen dürften auch andere toxische Gaskomponenten sowie die von den Rauchpartikeln beeinträchtigten Sichtverhältnisse mit der modifizierten Programmversion realitätsgetreuer berechnet werden.

Für diese Kontrollrechnung wurden weiterhin die Massenaustauschprozesse an den Segmentgrenzen konsequent nach berechneten Differenzdruckprofilen und geometrischer Anordnung der Schichten in den Segmentgrenzen durchgeführt, anstatt bewegte Heißgase aus dem kühleren Raum bzw. bewegte Kaltluft aus dem wärmeren Raum ausschließlich der benachbarten Kaltluftschicht zuzuführen. Durch diese zusätzliche Programm-Modifikation bilden die vermehrt im Plume entstehenden Heißgase über einer längeren Tunnelstrecke eine Heißgasschicht von größerer Mächtigkeit aus als in den vorangegangenen Rechenläufen.

Jedoch wird - trotz der Modifikation - die Gasschichtdicke immer noch unterschätzt. Obwohl in der hier vorgestellten Programmversion eine Abschätzung der Heißgasgeschwindigkeit bei der Passage einer jeden 'Tür'(Raumsegment)öffnung vorgenommen wird, nach der weitere Gasbewegungen durch die hierauf folgende Tür so lange zurückgehalten werden, wie diese nachfolgende Tür mit der ermittelten Strömungsgeschwindigkeit noch nicht erreicht worden sein kann, wird zu viel Gas zu schnell abtransportiert.

Trotz dicker berechneter Heißgasschicht kann vom Simulationsmodell die auf der Leeseite des Brandherdes aus der Versuchsbeobachtung bekannte vollständige Vermischung von Heißgas und Kaltluft mit Aufbrechung der idealisierenden 2-Schichten-Modellvorstellung nicht wiedergegeben werden. Mit größter Aufmerksamkeit sollte daher Ort und Zeitpunkt einer berechneten 'Über'schneidung des Verlaufes von Heißgas-Kaltluft-Grenze mit der Neutralen Ebene betrachtet werden, um für die Beurteilung der Sichtverhältnisse 'auf der sicheren Seite' von einer oberhalb der Neutralen Ebene durchgängig getrübbten Zone für die Leeseite des Brandherdes auszugehen, da dieser Höhenverlauf in etwa die in den Versuchen beobachtete Verrauchungszone umgrenzt. In Versuch bzw. Rechnung reichte die Verrauchungsgrenze bzw. die Neutrale Ebene auf der Leeseite für die Heptanbrandversuche bis weniger als 50 cm über Tunnelboden herab.

Die Berechnung vermehrter Plumegase in dem modifizierten Programm geschieht auf Kosten der berechneten Heißgastemperaturen. Die für die Heißgasschicht berechneten Temperaturen fallen nun z. T. - insbesondere im Brandfernbereich - niedriger als die 10 cm unter der Tunnelfirste gemessenen Temperaturen aus.

Jedoch liefert ein ausschließlicher Vergleich von gemessenen und berechneten Zustandsgrößen kaum eine Aussage über die Qualität der berechneten Werte - wenn nicht gleichzeitig entweder die Mächtigkeit der durch diese Mittelwerte repräsentierten Schicht oder die Lokalisation im tatsächlichen, gradientenbelaften Zustandsgrößen-Feld betrachtet wird. Hierzu kann die Darstellung der berechneten Temperaturen im Temperaturfeld der gemessenen Temperaturen hilf-

reich sein. Diese zeigt, daß auch im Falle erheblicher Differenzen zwischen Rechen- und Meßergebnis kein großer Höhenunterschied - beispielsweise - zwischen der unter der Firste gemessenen und der die Heißgasschicht repräsentierenden Temperatur im gemessenen Temperaturfeld vorliegen muß.

Generell sollte zur Beurteilung von Rechen- und Meßwerten im Vergleich bedacht werden, daß die mit einem Zonenmodell berechneten Werte mittlere Werte der als homogen angesehenen Zonen darstellen. Daher ist es notwendig, die Größe dieser vertretenen Zonen - im besonderen der berechneten Mächtigkeit der Heißgasschicht - zusammen mit den Rechenergebnissen anzugeben.

Im letzten Abschnitt wird am Beispiel des Busbrandes die Simulation von Fahrzeugbränden mit größerer Fahrgastkabine vorgestellt. Im Gegensatz zu den Heptanbränden werden der Brandherd und der Feuerplume für diese Szenarien durch einen weitestgehend verschlossenen Raum gegenüber dem außenliegenden Tunnelraum abgesperrt.

Der Simulation des Brandgeschehens innerhalb der Fahrgastkabine wird die aus den bei den Brandversuchen makroskopisch im Tunnelraum gemessenen Brandauswirkungen ermittelte Energiefreisetzungsrate zugrundegelegt (vgl. Kap. A.2.3). Für diese Vorgabe stellt sich ein unterventilierter Brand mit größerer Entstehung von Kohlenmonoxid ein. Die Kohlenmonoxidbildung wird im Vergleich zu den Meßdaten überschätzt; gleichzeitig geht sie zu Lasten der vollständig verbrannten Anteile am Brandgut, so daß die Kohlendioxidentstehung unrealistisch stark abnimmt.

Für eine sprunghafte Zunahme der Ventilationsflächen während des Simulationslaufes, die in Abhängigkeit von Grenztemperaturvorgaben das im Versuch beobachtete Zerspringen von Fensterscheiben simulieren soll, bessern sich die berechneten Verhältnisse. Es tritt aber dennoch nach wenigen Minuten eine derartig starke Sauerstoffreduktion im Fahrzeug ein, daß der berechnete Verbrennungsvorgang im Begriffe steht, sich selber zu verlöschen. Die für das Fahrzeuginnere berechneten Temperaturen erreichen die gemessenen Werte nicht.

Sehr ähnlich stellen sich die Ergebnisse für einen Simulationslauf dar, in welchem das den Brandherd einschließende Fahrzeug durch Ventilationsöffnungen an die Tunnelraumkette angeklinkt wird und damit zu einem Bestandteil der komplexen vorgegebenen Raumgeometrie wird. Wegen der hierdurch noch verschlechterten Sauerstoffversorgung von außen - aus dem Tunnelraum - erstickt der simulierte Brand noch rascher als bei dem Simulationslauf des freistehenden Fahrzeugs.

Die für den Tunnelraum berechneten Temperaturen und Gaskonzentrationen sind daher maximal für die allerersten Brandminuten zu einer Beurteilung des Brandgeschehens heranzuziehen. Hier zeigen sich unrealistische Einschätzungen bzgl. der thermischen sowie der toxischen Verhältnisse. Der Gasaustausch zwischen Fahrzeug und Tunnel wird offenkundig unterschätzt.

Eine ausgesprochen realitätsnahe Berechnung erfolgt dagegen für die Vorgabe des Brandherdes in den tatsächlichen Fahrzeugabmessungen als einem für einen Gasaustausch offen zugänglicher Brandherd im Tunnel - ohne Berücksichtigung der 'Raum-im-Raum-Geometrie'.

Die für diesen Fall berechneten Temperaturen und Gaskonzentrationen geben im wesentlichen die aus dem Brandversuch bekannten Verhältnisse wieder. Problematisch zeigt sich auch hier wieder die Überschätzung der Kohlenmonoxidbildung und die nicht nachvollzogene Auflösung

der Schichtenbildung für die Leeseite des Brandherdes. Erstere könnte auch Folge der Vorgabe einer Energiefreisetzungsrates sein, die bei den Brandversuchen zu den im Tunnel gemessenen Brandauswirkungen ermittelt wurde und daher nicht unbedingt für die im Fahrzeug stattfindenden Prozesse ausschlaggebend ist. Die berechnete und beobachtete Ausbreitung der Rauchfront stimmen gut überein.

R. Resumée, Anwendung und Ausblick

Resumée:

Auf der Grundlage der Norwegischen Tunnelbrandversuche wurden Vergleichsrechnungen mit dem hier weiterentwickelten 'verifizierten' Mehrraum-Zonenmodell FIGARO durchgeführt.

Hierzu sind zunächst die Meß- und Untersuchungsergebnisse aus den Brandversuchen hinsichtlich erforderlicher Eingabedaten und der Anwendbarkeit eines Zonen-Schichten-Modells für eine derartige rechnerische Brandsimulation ausgewertet worden:

Wesentliche Ergebnisse dieser Untersuchung sind die für die einzelnen Brandlasten ermittelten Energiefreisetzungsraten und Rauchpotentiale, die sich auch für Simulationsrechnungen von Fahrzeugbränden in andersbeschaffenen Tunneln nutzen lassen. Die hierfür verwendete Methodik ist nach m. W. neu und ließe sich auch auf andere Versuchsdaten anwenden.

Als Grundlage für die Vergleichsrechnungen wurden weitere Eingabedaten benötigt, die die spezifischen Verhältnisse des Versuchstunnels zu berücksichtigen erlauben. Hierzu wurden der Strömungswiderstandsbeiwert des Versuchstunnels und der Emissionsgrad des Tunnelgesteins ermittelt sowie Betrachtungen zum Wärmeübergang und Feuchtegehalt der Tunnelgase angestellt.

Für die Ausbreitung der Rauchgase und die Ausbildung einer stabilen Schichtung erweisen sich die Brandparameter Energiefreisetzung, Längslüftung oder natürliche Luftströmung und Höhenverlauf als entscheidend. Die gemessenen Temperaturgradienten über der Querschnittshöhe lassen ein Schichtenmodell zur Simulation der Heißgasverteilung in der Umgebung des Brandherdes als geeignet erscheinen, jedoch sind auf der Leeseite des Brandherdes in vergleichsweise geringer Entfernung schon für Längsströmungs-Geschwindigkeiten von nur 0,6 m/s vollständige Verqualmungen des gesamten Tunnelquerschnittes beobachtet worden. In einigen Versuchen bildete sich unterhalb der Luftschicht eine dritte, direkt über dem Boden befindliche, kalte Rauchgasschicht durch Abkühlung der Rauchgase an den kalten Umfassungswänden aus.

Von der beobachteten Rauchverteilung kann jedoch nicht auf die thermische Schichtung der Gase geschlossen werden, da der beobachtete Rauch in tiefergelegener Tunnelhöhe auch kalter Rauch sein kann (vgl. die gemessenen Temperaturprofile der Bilder B.16, B.18 und B.20) und thermisch durchaus einer Kaltluftschicht bei stabiler thermischer Schichtung zugeordnet werden kann.

Ein Zonenmodell erweist sich nach den hier vorgenommenen Untersuchungen als geeignet zur Simulation von Tunnelbränden, wobei ein Modell vom Typus Feldmodell die im Versuch ermittelten Gradienten über der Tunnelhöhe und -länge gewiß treffender wiederzugeben vermag. Dieses war jedoch nicht Gegenstand der Untersuchung.

Vor Durchführung der Vergleichsrechnungen zu den Tunnelbrandversuchen wurde eine Überprüfung des Modells vorgenommen. Hier wurde gezeigt, welche Bedeutung der vom Programmanwender vorzugebenden Tunnelsegmentierung und Auswahl der zeitlichen Steuergrößen beizumessen ist. Es wurde gezeigt, daß das hierzu vorab modifizierte Programm die tunnel-spezifischen Vorgaben zum Höhenverlauf mit etwa 1 % Tunnelneigung, zum vergrößerten

konvektiven Wärmeübergang aufgrund der großen Umfassungsoberfläche des zerklüfteten Tunnels und zur Vorgabe einer Längsströmung zu bewältigen in der Lage ist und in welcher Größenordnung sich entsprechende Vorgaben auf das Rechenresultat auswirken. So verläuft die berechnete geschwindigkeitsneutrale Ebene bei Vorgabe einer Längsströmung von 0 m/s auch tatsächlich mit einem Höhengefälle von 3 m über einen betrachteten Tunnelausschnitt von 300 m Länge, was bei einer Tunnelhöhe von 5 m mehr als einem halben Tunnelquerschnitt entspricht. Dieser Untersuchung sind eine Reihe wesentlicher Hinweise zur Interpretation der Rechenresultate und zur Anwendung eines Zonenmodells auf Tunnelbrandszenarien zu entnehmen.

Für die Anwendung des Programmes auf die Brandversuche wurde unterschieden zwischen den Bränden mit offener Plumegeometrie und den 'Raum-im-Raum-Bränden' der Fahrzeuge mit größerer Fahrgastkabine.

Am Beispiel von Heptanbränden, die sich durch isolierte Variation von Energiefreisetzung und Längslüftung bei konstant vorgegebener Energiefreisetzungsrates auszeichnen, wurde das Simulationsmodell in Abhängigkeit dieser beiden Parameter überprüft. Eingehende Untersuchungen zu den berechneten Massenaustauschprozessen im Feuerplume und zwischen den beiden Schichten über der Tunnellänge führen aus einem Vergleich von Rechen- und Meßergebnissen zu einer Verbesserung des Rechencodes, die die Heißgaskonzentrationen und Gasschichtdicke realistischer wiederzugeben vermag. Diese Modifikation geschieht auf Kosten der berechneten Heißgastemperaturen, so daß sich dennoch die erste Programmversion für eine Abschätzung der thermischen Bauteilbelastung 'auf der sicheren Seite' als geeigneter erweist.

Beide Programmversionen sind jedoch aufgrund der Idealisierung als Zwei-Schichten-Modell nicht in der Lage, die Auflösung der Schichten auf der Brand-Leeseite sowie die Ausbildung der dritten, bodennahen Rauchgasschicht wiederzugeben. Die Heißgasschichtdicke und Ausbreitung der Heißgase werden von beiden Programmversionen etwas unterschätzt.

Auch in diesem Kapitel, das die grundlegenden Zusammenhänge zwischen Mischungsprozessen und Gasschichtdicke auf der einen Seite und Temperaturen und Gaskonzentrationen auf der anderen Seite aufzeigt, werden Hinweise zur Interpretation von Rechen- und Meßwerten im Vergleich gegeben.

Untersuchungen zur Simulation von Fahrzeugbränden mit größerer Fahrgastkabine zeigen, daß die Simulation der Brandvorgänge innerhalb der Fahrgastzelle nur für die allerersten Brandminuten gelingt. Hierzu muß eingestanden werden, daß in Ermangelung einer Einschätzung der Abbrandvorgänge innerhalb der Fahrgastkabine aus den Versuchsergebnissen möglicherweise unzutreffende Angaben bzgl. der Energiefreisetzung für die Brandsimulation vorgegeben werden mußten. Die Nachrechnungen dieser Brände unter Annahme einer gegenüber den Massenaustauschprozessen offenen Brandherd-Geometrie - bei Vernachlässigung der besonderen 'Raum-im-Raum-Konstellation' - führten dagegen zu sehr befriedigenden Ergebnissen, so daß zur Berechnung eines Fahrzeug-Tunnelbrandes die Vorgabe eines offenen Brandherdes in Fahrzeugdimension empfohlen werden kann.

Anwendung des Modells auf ein weiteres Brandszenario:

Zur Beurteilung der Leistungsfähigkeit des in dieser Arbeit modifizierten Rechencodes sollte das Programm auf ein abweichend geartetes Brandszenario angewendet werden. Hierzu sind

Versuchsdaten zu einem Fahrzeug-Tunnelbrand vonnöten, die ausführliche Detailangaben über die Versuchsvoraussetzungen (Tunnel, Fahrzeug) zusammen mit den im Versuch ermittelten Versuchsergebnissen (Gastemperaturen, -konzentrationen, -verteilung) beinhalten.

Als einer der wenigen verfügbaren Datensätze dieser Voraussetzungen soll der Stadtbahnwagen-Brandversuch im Gelsenkirchener U-Bahntunnel für die folgende Vergleichsrechnung herangezogen werden /R.1/. Dieser Brandversuch wurde vorgenommen, da die von zwei Gutachtern /R.2/, /R.3/ für den Brandfall eingeschätzte thermische Bauteilbelastung des auskleidenden gewellten Stahlprofils von den Tunnelbetreibern angezweifelt wurde.

Die zur Verfügung stehende kreisrunde Tunnelröhre mit einem lichten Querschnitt von etwa 31 m^2 bildete einen Streckenabschnitt von 361 m Länge in dem vorhandenen U- und S-Bahnstreckennetz der Stadt Gelsenkirchen. Sie verlief horizontal und wurde auf der einen Seite durch einen 20 m hohen Kamin abgeschlossen. Der Tunnelausbau bestand aus 18 mm starken Wellenprofil aus Stahl St 52-3, welches gegenüber dem Erdreich mit einem Kunstboden, bestehend aus Schluffsand, Kalk und Wasser, verfüllt war. Durch einen im Portalbereich eingebrachten Axialventilator wurde eine mittlere Längsströmung von $0,61 \text{ m/s}$ für den unverstellten Tunnelquerschnitt erzeugt, was einer mittleren Geschwindigkeit von $0,91 \text{ m/s}$ im Bereich des querschnittverengenden Fahrzeuges entsprach (vgl. Bild R.1).

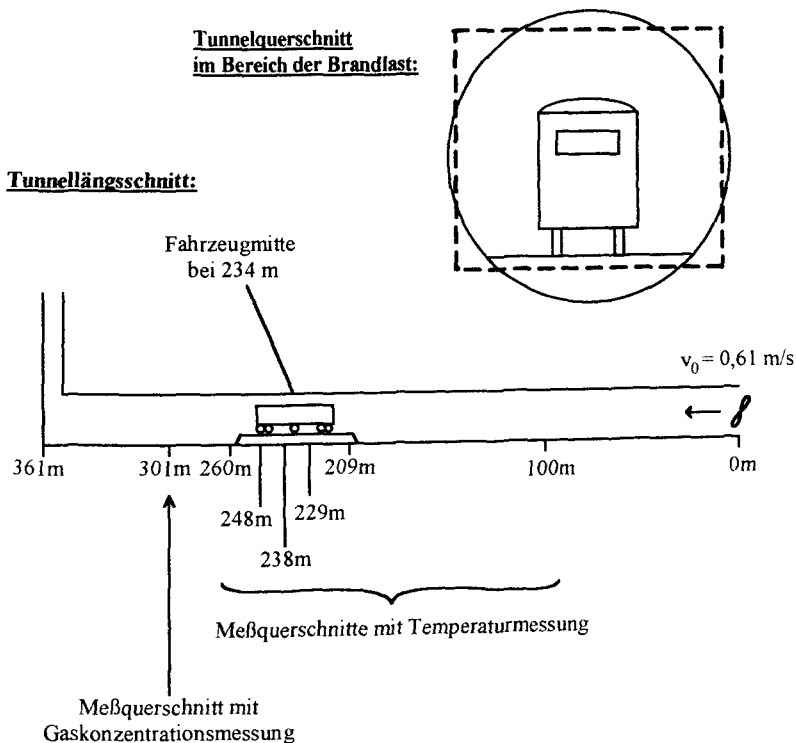


Bild R.1: Versuchsanordnung und Meßquerschnitte

Das 20 m lange Fahrzeug mit Stahldach füllte den Querschnitt zu etwa 10 m^2 , was bei einer bekannten Fahrzeugbreite von 2,2 m eine Fahrzeughöhe von 4,5 m bedeutet. Dieser Wert erscheint deswegen so hoch, weil die Fahrbahntrasse für diesen Brandversuch nur im Bereich des Fahrzeuges fertiggestellt war, und damit für die Querschnittsverengung von 10 m^2 sowohl die Trasse als auch das Fahrzeug zu berücksichtigen sind. Aus einer Einschätzung der Fahrzeughöhe mit 3,5 m resultiert eine Anordnung des Fahrzeuges in der Tunnelröhre mit der Unterkante des Fahrgestells (= Oberkante Fahrbahntrasse) in 80 cm Höhe über dem Tiefpunkt des runden Tunnelquerschnitts und dadurch mit einem Abstand zwischen Fahrzeugoberkante und Tunnelfirste von knapp 2 m (vgl. Bild R.1).

In dem Versuchstunnel wurden in sechs Querschnitten Temperaturen und in einem siebten Querschnitt sowie im schachtartig nach oben geführten Abgaskanal die Gaskonzentrationen bzgl. Sauerstoff, Kohlendioxid und Kohlenmonoxid gemessen (vgl. Bild R.1).

Dem Sonderheft TUNNEL /R.1/ sind der zeitliche Verlauf der 67 m hinter der Brandlast, bei +301 m, gemessenen Gaskonzentrationen und der im Fahrzeug unter der Decke gemessenen Temperatur sowie die maximal im Gas und im Stahlprofil über der Tunnelänge gemessenen Temperaturen als Vergleichsgrundlage für eine Beurteilung der Simulationsergebnisse zu entnehmen. Der Tunnelquerschnitt war wenige Minuten nach Versuchsbeginn mit Rauch gefüllt und nicht mehr einsehbar.

Für die rechnerische Brandsimulation wird die regionale Querschnittsverengung durch die Fahrbahntrasse vernachlässigt. Der Querschnitt wird rechteckig mit 5,16 m Höhe zu 6,0 m Breite vorgegeben, was in der Querschnittsdarstellung in Bild R.1 maßstabsgerecht zu dem runden Querschnitt eingetragen ist. Zur Berücksichtigung der Oberflächenvergrößerung des Wellenprofils ($\lambda = 1,2 \text{ m}$) im Vergleich zur glatten Oberfläche wird ein Vergrößerungsfaktor zur Einschätzung des konvektiven Wärmeüberganges von $FakAlf = 1,185$ in Ansatz gebracht.

Die Segmentierung des Ausschnittes von +331 m bis +78 m (Brandlastmitte bei +234 m) des Tunnels erfolgt mit den Raumlängen: 60 m, 22 m, 10 m, 10 m, 10 m, 20 m, 60 m und 78 m, so daß die Raummitten bei +301 m, +260 m, +244 m, +234 m, +224 m, +209 m, +169 m und bei +100 m zu liegen kommen.

Aus den im Abgasschacht gemessenen Sauerstoff- und Kohlendioxidkonzentrationen läßt sich unter der Annahme einer vollständig homogenen Durchmischung der abgeführten Gase und unter Vernachlässigung des brandbedingten (thermischen) Massenquelltermes aus dem bekannten eingeblasenen Massenstrom der zeitliche Verlauf der Energiefreisetzungsrate zum verbrannten Sauerstoff bei Nutzung der Gleichungen A.19, A.11 und A.44 einschätzen. Die insgesamt freisetzbare Energie des Stadtbahnwagens betrug aufgrund seiner Zusammensetzung etwa 66 GJ / R.1/ .

In Bild R.2 sind die aus dieser Abschätzung hervorgegangene und die etwas steiler geformte, für die Simulationsrechnung tatsächlich verwendete Energiefreisetzungsrate dargestellt. Die Verschärfung des zeitlichen Verlaufes wurde - auch mit Augenmerk auf die in Kap. A.2.3.4 angegebene Energiefreisetzungsrate des U-Bahnwagens - vorgenommen, um die anzunehmende Verwaschung des Spitzenwertes durch Mischung und zeitlichen Versatz über der Mischungsstrecke zwischen Brandherd und Schacht etwas auszugleichen.

Die Umfassungsbauteile werden zweischichtig mit 18 mm Stahl ($\lambda = 45 \text{ W/(mK)}$, $c_p = 600 \text{ J/(kg·K)}$, $\rho = 7850 \text{ kg/m}^3$) und etwa 0,5 m Sand ($\lambda = 1,7 \text{ W/(mK)}$, $\rho = 1700 \text{ kg/m}^3$) angesetzt.

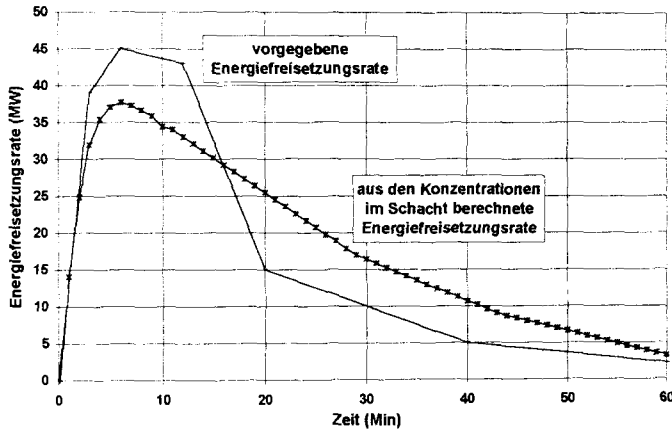


Bild R.2: Energiefreisetzungsrates zum S-Bahnwagen-Brandversuch in Gelsenkirchen

Zur Berücksichtigung der ab 100°C verdampfenden Feuchtigkeit im Sand - zumindest für die Aufheizphase - wird die spezifische Wärmekapazität c_p des Sandes temperaturabhängig gemäß Bild R.3 vorgegeben. Dieser Verlauf resultiert, wenn unter Vorgabe einer Anfangsfeuchte von 10 Vol-% (entspricht etwa 5,88 Gew-%) eine temperaturabhängig lineare Abnahme der spezifischen Wärmekapazität für den Temperaturbereich zwischen 100°C und 200°C zugrunde gelegt wird, wobei zur Vereinfachung auch die temperaturabhängige Feuchtigkeitsabnahme im Sand als linear zwischen 100°C und 200°C angenommen wird, und die bei der Verdampfung benötigte Verdampfungsenergie (temperaturabhängiger Verlauf gemäß /R.4/) dem trockenen c_p zugeschlagen wird. Die insgesamt für eine vollständige Verdampfung des Wassers benötigte Energie beträgt demnach

$$\begin{aligned}
 E_V &= \frac{\int_{100^\circ\text{C}}^{200^\circ\text{C}} (h_v(T) \cdot M_{H_2O}(T)) \cdot dT}{M_{H_2O \text{ ges}}} = \\
 &= \int_{100^\circ\text{C}}^{200^\circ\text{C}} \left((2257 - \frac{318}{100} \cdot (T - 100)) \cdot \left(\frac{2}{50} - \frac{T}{5000} \right) \right) dT = 2150 \text{ [kJ/kg]} \quad (\text{R.1})
 \end{aligned}$$

Damit ergibt sich ein c_p -Maximalwert bei 100°C von

$$c_p(100^\circ) = 879,3 + \frac{2150000 \cdot 0,0588}{1/2 \cdot 100} = 3408 \text{ [J/(kgK)]}. \quad (\text{R.2})$$

Unter Vorgabe der in Bild R.2 dargestellten Energiefreisetzungsrates ermitteln sich rechnerisch die in Bild R.5 dargestellten Ergebnisse. Danach liegen die 2,6 m unter der Tunnelfirste im Querschnitt +301 m gemessenen Gaskonzentrationen zwischen den für die Kaltluft- und für die Heißgasschicht berechneten Werten.

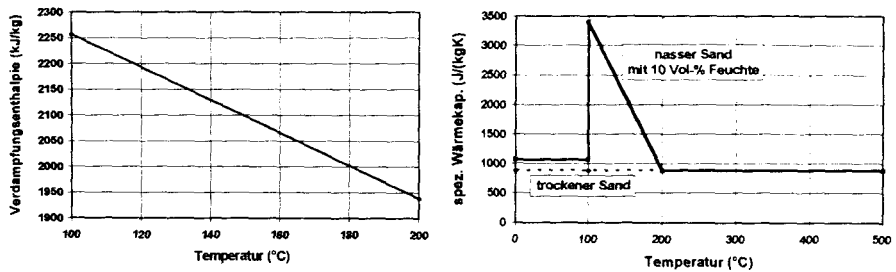


Bild R.3: Temperaturabhängige Verdampfungsenthalpie von Wasser (nach /R.4/) und spezifische Wärmekapazität des nassen Sandes mit 10 Vol.-% Anfangsfeuchte

Der zeitliche Verlauf der für den Brandraum berechneten Heißgas- und Plumetemperatur (mittlere Darstellung in Bild R.5) läßt vermuten, daß die Energiefreisetzung eventuell noch kurzzeitiger, als in Bild R.2 vorgegeben, ihren Höchstwert erreicht. Abgesehen von den für den Tunnel gemessenen Höchstwerten (im Brandraum 880°C, vgl. untere Darstellung in Bild R.5) sind die im Tunnel gemessenen Gastemperaturen in ihrem zeitlichen Verlauf nicht bekannt. Die maximal berechneten und gemessenen Gas- und Stahltemperaturen unterscheiden sich jedoch erheblich.

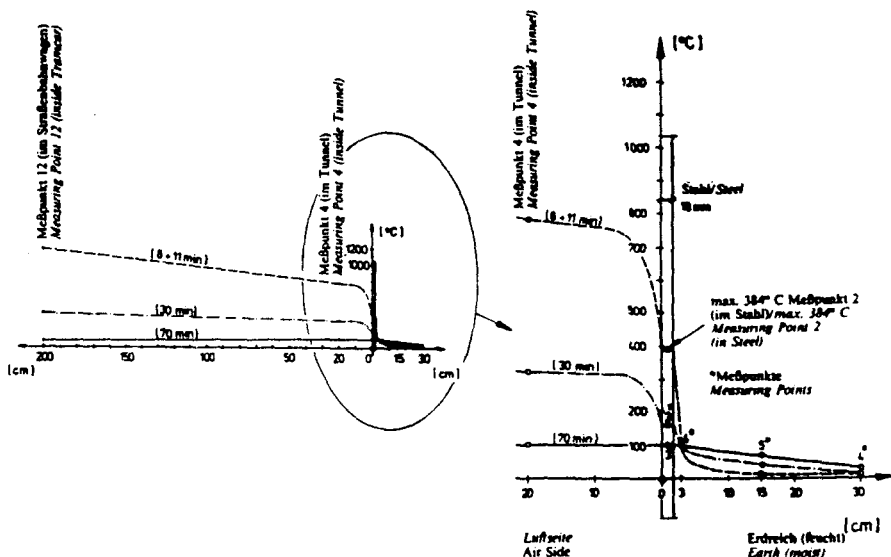


Bild R.4: Im Stahlprofil neben/über dem Fahrzeug (maximal) gemessene Temperaturen (aus /R.1/) - für den S-Bahnwagen-Brandversuch in Gelsenkirchen

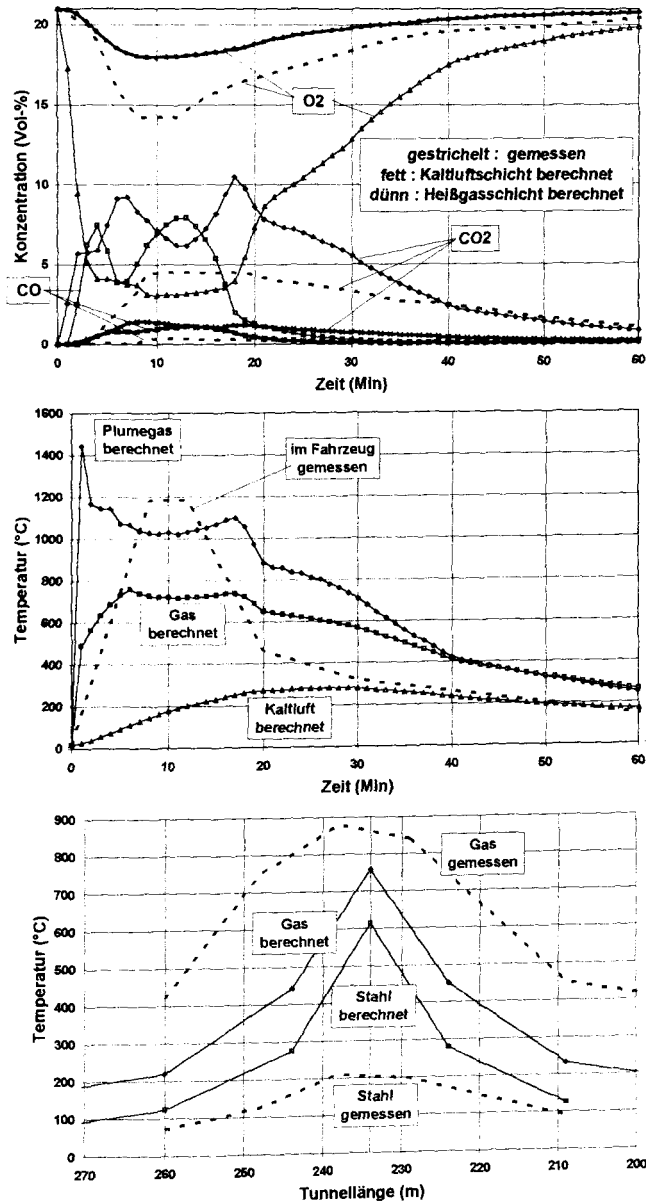


Bild R.5: Berechnete und gemessene Gaskonzentration für +301 m, berechnete Temperaturen im Brandraum und berechnete und gemessene maximale Temperaturen der Stahloberfläche und des Heißgases über der Tunnellänge (gemessene Werte nach /R.1/) - für den S-Bahnwagen-Brandversuch in Gelsenkirchen

So werden bei geringer eingeschätzten Brandraumtemperaturen dennoch höhere Stahltemperaturen berechnet als in dem Brandversuch gemessen wurden. Folglich wird auch die Erwärmung des Stahlprofils völlig überschätzt (vgl. Bild R.4 und R.6). Hier werden - für die 18. Brandminute - maximale Temperaturen von gut 600 °C berechnet, wohingegen die gemessenen Temperaturen im Stahlprofil über/neben dem Fahrzeug nur maximal 384 °C betrugen. Ebenso wie die berechnete Stahltemperatur nur das Maximum der mittleren Stahltemperatur für das 10 m lange Raumsegment im Bereich der Heißgasschicht wiedergibt, muß auch der punktuell gemessene Wert nicht unbedingt der maximal im Stahlprofil erreichten Temperatur entsprechen.

[Unklar bleibt in diesem Zusammenhang, warum in der Abbildung der maximal gemessenen Stahltemperaturen (untere Darstellung in Bild R.5) eine Stahltemperatur von nur etwa 210 °C (Quelle ist /R.1/) angegeben wurde.]

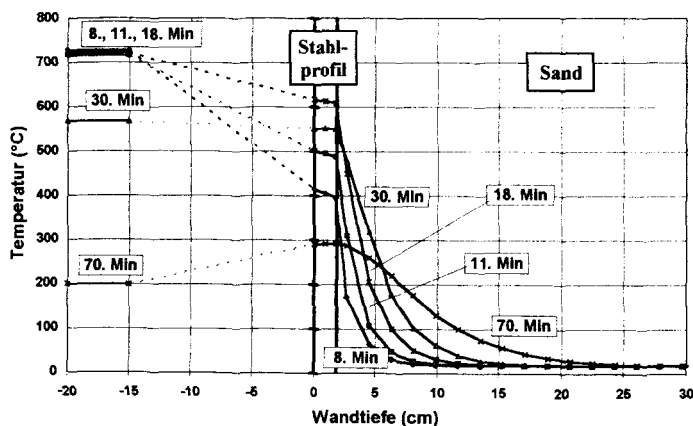


Bild R.6: Für das Stahlprofil im Brandraum (maximal) berechnete Temperaturen
- für den S-Bahnwagen-Brandversuch in Gelsenkirchen

Die von den Gutachtern prognostizierten maximalen Stahltemperaturen beliefen sich auf 500 °C /R.3/ bzw. 620 °C /R.2/ in guter Übereinstimmung mit den hier durchgeführten Berechnungen. Hierfür wurde jedoch - abgesehen von einer erheblich vergrößerten Brandlast - ein S-Bahn-Fahrzeug mit Aluminiumdach, welches im Verlaufe des Brandes fortschmelzen würde, vorausgesetzt /R.5/. Diese Unterscheidung zwischen Aluminium- und Stahldach wird durch die Versuchsergebnisse insofern bestätigt, als die höchstgemessenen Gastemperaturen nicht direkt oberhalb des Fahrzeuges, dessen Stahl-Dachkonstruktion den Brandversuch unbeschadet überstanden hatte, gemessen wurden, sondern seitlich oberhalb der Wagenfensteröffnungen.

In einer weiteren Vergleichsrechnung, bei der - für gleiche Vorgaben - der Strahlungsaustausch zwischen Plume und Umfassungsbauteilen unterbunden wird, ergeben sich (neben kleineren Kaltlufttemperaturen) deutlich erniedrigte Stahltemperaturen, welche in Bild R.7 dargestellt sind. Die Entwicklungen der Heißgastemperaturen und Gaszusammensetzungen zeigen sich von dieser Einschränkung des Strahlungsaustausches kaum betroffen.

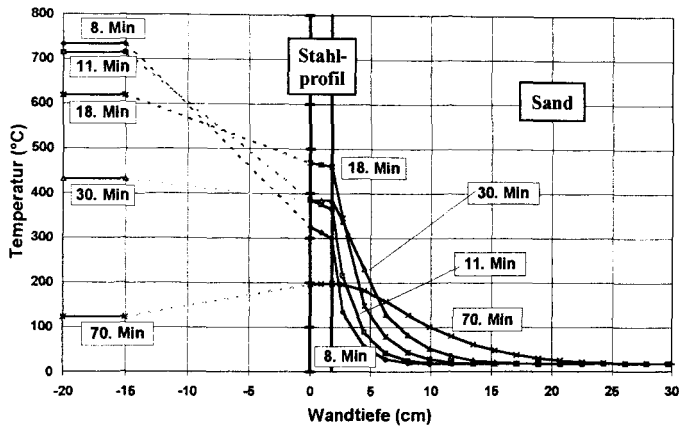


Bild R.7: Für das Stahlprofil im Brandraum (maximal) berechnete Temperaturen - bei Hinderung des Strahlungsaustausches zwischen Plume und den Stahlprofil-Umfassungsbauteilen im Deckenbereich des Tunnels
- für den S-Bahnwagen-Brandversuch in Gelsenkirchen

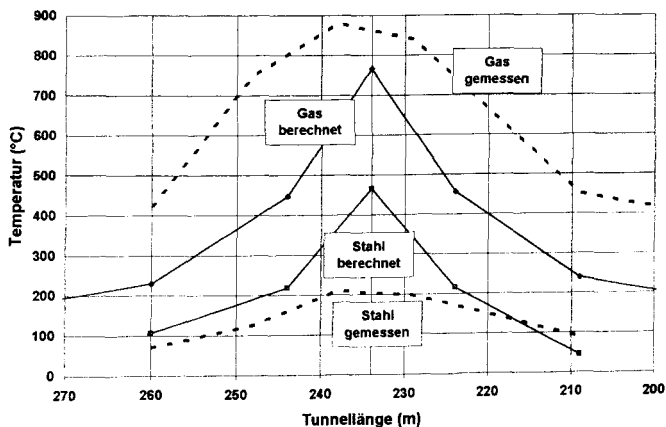


Bild R.8: Berechnete und gemessene Maximaltemperaturen der Stahlprofil-Oberfläche und des Heißgases über der Tunnellänge (gemessene Werte nach /R.1/) - bei Hinderung des Strahlungsaustausches zwischen Plume und den Stahlprofil-Umfassungsbauteilen im Deckenbereich des Tunnels
- für den S-Bahnwagen-Brandversuch in Gelsenkirchen

Diese in Bild R.7 dargestellte berechnete Stahlerwärmung kommt der gemessenen, in Bild R.4 abgebildeten Temperaturentwicklung recht nahe. Jedoch ist auch aus Bild R.4 abzulesen, daß für die 30. Minute der tatsächliche Brand vermutlich stärker abgeklungen ist, als für die Simulationsrechnung vorausgesetzt wurde. Für die 8. und 11. Simulationsminute werden ebenfalls (nahezu) maximale Heißgastemperaturen berechnet; die im Stahl vorherrschenden maximalen Temperaturen ergeben sich allerdings - zeitverzögert - für beide Simulationsrechnungen erst zur 18. Minute. In Anbetracht des gemessenen zeitlichen Temperaturverlaufes der Heißgase im Fahrzeug (vgl. mittlere Darstellung in Bild R.5) würden auch bei den gemessenen Temperaturen nach der 11. Brandminute weiter anwachsende Stahltemperaturen einleuchten.

Bild R.8 gibt die maximal berechneten Heißgas- und Stahltemperaturen entsprechend der unteren Darstellung in Bild R.5 für den unterbundenen Strahlungsaustausch zwischen Plume und Umfassungsbauteilen über der Tunnellänge wieder. Unter Berücksichtigung des vermutlich fehlerhaft eingetragenen Stahltemperatur-Meßwertes im Querschnitt bei +238 m (der hier maximal gemessene Wert betrug 384°C) wird die thermische Belastung des Stahls in der Simulation - bei Einschränkung des Strahlungsaustausches zwischen Feuerplume und Umfassungsbauteilen zur Simulation des abschirmenden Fahrzeug-Stahldaches - befriedigend eingeschätzt.

Somit wird die Brandsimulation des Gelsenkirchener S-Bahnwagen-Brandversuches sowohl den Einschätzungen der Gutachter als auch den Meßergebnissen gerecht.

Ausblick:

Nach den hier durchgeführten Untersuchungen zeigt sich der Typus *Zonenmodell* zur Simulation von Tunnelbränden als durchaus geeignet:

Insbesondere für den Brand-Luvbereich und bei kleiner Längsströmung entspricht die Ausgabe von mittleren Werten zu Temperatur, Gaskonzentration und Sichtverhältnissen zweier als homogen angesehener, geschichteter Gasmassen den realen Verhältnissen. Wegen der tatsächlich auftretenden Gradienten ($\neq 0$, $\neq \infty$) an den Wandungen und in der Mischungszone zwischen Heißgas- und Kaltluftschicht sollte jedoch von höheren Werten im Firstbereich und kleineren Werten im Grenzbereich zwischen Heißgas- und Kaltluftschicht - als für die Heißgasschicht berechnet wurde - ausgegangen werden.

Die für den Leebereich des Brandherdes in den Versuchen oftmals beobachtete Auflösung der Schichtung kann von einem Zonenmodell nicht wiedergegeben werden. Ausgehend von den Untersuchungsergebnissen zum Modell FIGARO scheint es jedoch zweckmäßig, auf eine möglicherweise berechnete Überschneidung von Neutraler Ebene und Heißgas-Kaltluft-Grenze für den zur Simulation herangezogenen Tunnelausschnitt zu achten, um dann für eine Beurteilung der Sichtverhältnisse 'auf der sicheren Seite' von einer Verrauchung des Tunnels oberhalb der Neutralen Ebene auf der strömungsabgewandten Seite auszugehen. Auch für den Fall nahezu gleich berechneter Temperaturen von Heißgas und Kaltluft in einiger Entfernung zum Brandherd kann eine stabile Schichtung heißer Gase über kälterer Luft nicht mehr angenommen werden.

Das weiterhin in den Norwegischen Tunnelbrandversuchen beobachtete Phänomen der Ausbildung einer dritten Rauchgasschicht unterhalb der vergleichsweise sichtklaren Kaltluftschicht kann ebenfalls von einem 2-Schichten-Zonenmodell nicht simuliert werden. Dieser Effekt stellt

jedoch auch einen sehr seltenen Spezialfall dar, der ausschließlich bei Vorgabe von tiefer als die einströmende Kaltluft temperierten Umfassungsbauteilen auftreten kann.

Im Zusammenhang mit der Beurteilung des Simulationsmodelles FIGARO im speziellen muß festgestellt werden, daß die Einschätzung der Heißgasschichtdicke und -ausbreitung noch nicht überzeugend gelingt. Da eine Vergrößerung der Heißgasmasse aufgrund vermehrter Einmischungen aus der Kaltluftschicht auch zu einer Abnahme der Heißgastemperaturen und -konzentrationen von Verbrennungsbestandteilen führen würde, wird mit weiteren Programm-Modifikationen in diese Richtung nicht der richtige Weg beschritten. Es ist vielmehr zu überlegen, ob nicht eher eine intensivierte Einschränkung der Heißgasausbreitung zu realitätsnäheren Ergebnissen führen könnte. In diesem Zusammenhang ist auch die Heißgas-Temperaturabnahme über der Tunnellänge zu überprüfen.

Die Berechnung von Verbrennungsprodukten gelingt für den unterventilierten Brand noch nicht überzeugend: Die Entstehung von Kohlenmonoxid wird überschätzt und gleichzeitig die Bildung von Kohlendioxid in unrealistischer Weise reduziert.

Im Falle der oben angesprochenen Überschneidung von Neutraler Ebene und Heißgas-Kaltluft-Grenze sowie Annäherung der für die Kaltluft und für die Heißgase berechneten Temperaturen ließe sich zur Verbesserung des Modells eine Umverteilung der Heißgase in eine erweiterte Heißgaszone bzw. die Aufhebung der 2-Schichten-Idealisierung für die betroffenen Tunnelabschnitte in das Zonenmodell integrieren.

Die größte Schwierigkeit im Zusammenhang mit weiteren Modifikationen des Modells FIGARO ist in der Aufhebung der Trennung von berechneten Einstrahlzahlen im Hilfs-Modell DOBB (vgl. Kap. B.1.1.2) und dem während des Simulationslaufes im Modell FIGARO veränderlich berechneten Emissionsgrad des Heißgases zu sehen. Eine hierfür notwendige Integration des Programmes DOBB in das Programm FIGARO mit Berechnung des Gas-Emissionsgrades zur *aktuellen* Gasschichthöhe und -zusammensetzung würde eine erhebliche Vergrößerung des Rechenaufwandes zur Folge haben.

Eine weitere Eigentümlichkeit des Programmes FIGARO bildet die Berechnung von 'heiß nach kalt', bei der in der Raumschleife sämtliche Räume bzgl. ihres Massen- und Energieaustausches mit benachbarten Räumen vom Brandraum bis zu den Randräumen in der Abfolge von 'heiß nach kalt' behandelt werden. Durch dieses Verfahren können Mischungsvorgänge mit dem warmen, vorhergelegenen Nachbarraum zur Erfüllung der Massen- und Energiebilanz bei der Suche nach einem aktualisierten Raumdruck nicht mehr als variabel gehandhabt werden. Diese, im vorangegangenen Rechenschritt für den gleichen Zeitpunkt schon berechneten Massen- und Enthalpieströme zwischen aktuellem und wärmeren Nachbarraum sind daher in Abhängigkeit von den zeitlichen Steuergrößen durch den Anwender vorgegeben. Von außen auf das Brandgeschehen rückwirkende Einflüsse (z.B. auf den Öffnungen stehende Winde, Außendruck, eingeblasene Massenströme) können sich erst nach mehrfachem Durchlaufen der Raumschleife rechnerisch auf das Brandgeschehen auswirken.

Dennoch soll die hier am Programm FIGARO geäußerte Kritik und Auflistung bisher ungelöster Fragen - die ausschließlich als Anregung und Ausblick auf weitere Verbesserungen am Modell verstanden werden sollten - nicht darüber hinwegtäuschen, daß mit diesem Simulationsmodell ein äußerst brauchbares Werkzeug zur realistischen Beurteilung von Tunnelbränden zur Verfügung steht!

Literatur

E Einleitung

- /E.1/ Diverse Autoren in 7 Artikeln über *The Fire at London's King's Cross Underground Station*. Fire Safety Journal 18(1992), p. 3-121, 1992
- /E.2/ Falkenhainer, K.-H.: *Auswertung von Brandereignissen in Straßentunneln*. Brandschutz - Deutsche Feuerwehrzeitung 5/1995
- /E.3/ Haack, A.: *Modelling Fire at Large Scale: Lessons from EUREKA Fire Tests*. Vortrag zum One Day Seminar: Physical and Numerical Modelling of Fires in Tunnels, 7.4.1995, Granada, 1995
- /E.4/ EUREKA-Projekt EU 499:Firetun: *Fires in Transport Tunnels*. Studiengesellschaft für Stahlanwendung e. V., Düsseldorf, 1995
- /E.5/ Heins, Th.: *Simulationsmodell zur sicherheitstechnischen Beurteilung der Rauchausbreitung bei Bränden in ausgedehnten Räumen*, T.U. Braunschweig, Dissertation, 1991
- /E.6/ Westhaus, K.-H.; Aich, H.; Loers, G.; Schmidt-Schleicher, H.; Lippert, D.: *Brandversuch in einem Stadtbahntunnel aus gewellten Stahlblechen in Gelsenkirchen*. Sonderheft TUNNEL, April 1987

A Aufbereitung der Ergebnisse aus den Tunnel-Brandversuchen für die rechnerische Brandsimulation

- /A.1/ DIN V 18 230 (Vornorm): *Baulicher Brandschutz im Industriebau*. Sept. 1987
- /A.2/ *Brandschutz in Verkehrstunnelanlagen - Fahrzeugbrandversuche in Norwegen*. FuE-Vorhaben im Auftrag des Bundesministeriums für Forschung und Technologie, Förderkennzeichen 13RG9004/2
- /A.3/ EUREKA-Projekt EU 499:Firetun: *Fires in Transport Tunnels*. s. /E.4/
- /A.4/ MacCaffrey, B.J.; Heskestad, G.: *A Robust Bidirectional Low-Velocity Probe for Flame and Fire Application*. Combustion and Flame, Vol. 26, p. 125-127, 1976
- /A.5/ VDI-Wärmeatlas, 4. Auflage, Düsseldorf, 1984
- /A.6/ Tewarson, A.: *Heat Release in Fires*. Fire and Materials, Vol. 4, No. 4, 1980
- /A.7/ Thornton, W.: *The Relation of Oxygen to Heat of Combustion of Organic Compounds*. Philosophical Magazine and Journal of Science, Vol. 33, No. 196, 1917
- /A.8/ Huggett, C.: *Estimation of the Rate of Heat Release by Means of Oxygen Consumption*. Journal of Fire and Flammability, Vol. 12, 1980
- /A.9/ Tewarson, A.: *Experimental Evaluation of Flammability Parameters of Polymeric Materials*. Chapter 3 in *Flame-Retardant Polymeric Materials*, Vol. 3, edited by Lewin, M.; Atlas, S.M. and Pearce, E.M., Plenum Press, 1982

- /A.10/ Krause (Jr), R.F.; Gann, R.G.: *Rate of Heat Release Measurements using Oxygen Consumption*. Fire and Flammability, Vol. 12, p. 117-130, 1980
- /A.11/ dtv-Lexikon der Physik in 10 Bänden, München, 1970
- /A.12/ Ingason, H.; Gustavsson, S.; Dahlberg, M.: *Heat Release Rate Measurements in Tunnel Fires*. BRANDFORSK Project 723-924, Swedish National Testing and Research Institute, SP Report 1994:08, Borås, 1994
- /A.13/ Richter, E.: *Propagation and Development of Temperatures from Tests with Railway and Road Vehicles - Comparison between Test Data and Temperature Time Curves of Regulations*. Proceedings of the International Conference on Fires in Tunnels, p.51-62, Borås, 1994
- /A.14/ Heyn, J.; Ober, Gerhard: *Brand- und Evakuierungssicherheit bei Schienenfahrzeugen*. F+E-Bericht der Deutschen Waggonbau AG, Institut für Schienenfahrzeuge GmbH, Berlin, 1991
- /A.15/ Ingason, H.: *Design Fires of Tunnels - Reprint from Asiaflam '95*. Swedish National Testing and Research Institute, SP AR 1995:03, Borås, 1995
- /A.16/ Babrauskas, V.: *Development of the Cone Calorimeter - A Bench-Scale Rate of Heat Release Apparatus Based on Oxygen Consumption*. National Bureau of Standards, NBS IR 82-2611, Gaithersburg, 1982
- /A.17/ Heskestad, G.: *A Fire Products Collector for Calorimetry into MW Range*. Factory Mutual Research Corporation, FMRC J.1.0C2E1 RA, 1981
- /A.18/ Dahlberg, M.: *The SP Industry Calorimeter, For Rate of Heat Release Measurements up to 10 MW*. Swedish National Testing and Research Institute, SP Report 1992:43, Borås, 1993
- /A.19/ Janssens, M.; Parker, W.J.: *Oxygen Consumption Calorimetry* (Chapter 3) in *Heat Release in Fires*. Elsevier Applied Science, London, New York, 1992
- /A.20/ Parker, W.J.: *Calculation of Heat Release Rate by Oxygen Consumption for Various Applications*. National Bureau of Standards, Washington DC, 1982
- /A.21/ Grant, G.B.; Drysdale, D.D.: *Report on the Interpretation of Some Aspects of the HGV Fire Experiment Performed in the Repparfjord Tunnel*. University of Edinburgh, Edinburgh EH9 3JL, 1994
- /A.22/ Sørli, R.; Mathisen, M.: *Measurements and Calculation of the Heat Release Rate in Tunnel Fires*. Proceedings of the International Conference on Fires in Tunnels, p.104-122, Borås, 1994
- /A.23/ Östman, B.A.-L.: *Smoke and Soot*. Heat Release in Fires, Elsevier Applied Science, p.233-250, London and New York, 1992
- /A.24/ DIN 50 055: *Lichtmeßstrecke für Rauchentwicklungsprüfungen*. März 1989
- /A.25/ Östman, B.A.-L.; Tsantaris, L.D.: *Smoke Production in the Cone Calorimeter and the Room Fire Test*. Fire Safety Journal 17, p.27-43, 1991
- /A.26/ Steinert, C.: *Smoke and Heat Production in Tunnel Fires*. Proceedings of the International Conference on Fires in Tunnels, p.123-137, Borås, 1994

- /A.27/ DiNenno, P.J. et al.: *The SFPE Handbook of Fire Protection Engineering*. Society of Fire Protection Engineers, Boston, and National Fire Protection Association, Quincy, Massachusetts, 1990
- /A.28/ Kalide, W.: *Einführung in die Technische Strömungslehre*. 7. Auflage, München, Wien, 1990
- /A.29/ Dubbel: *Taschenbuch für den Maschinenbau*. 16. korrigierte und ergänzte Auflage (Hrsg.: W.Beitz, K-H. Küttner), Berlin, Heidelberg, New York, London, Paris, Tokyo, 1987
- /A.30/ Steinert, C.: *Wärmeübergangsbedingungen von Bauteilen im Brandfall*. Abschlußbericht zum DFG-Forschungsvorhaben Az: KO 204/38-1
- /A.31/ Babrauskas, V.: *COMP2 - A Program for Calculating Post-Flashover Fire Temperatures*. Technical Note 991, National Bureau of Standards, Gaithersburg, 1979
- /A.32/ Blume, G.: *Rauch- und Heißgasbewegungen bei Tunnelbrandversuchen mit wirklichkeitsnahen Brandlasten*. TUNNEL 2/95, S.90-99, Köln 1995
- /A.33/ Steinert, C.: *Energie- und Rauchfreisetzungsraten bei Tunnelbrandversuchen*. TUNNEL 5/94, S.47-54, Köln, 1994
- /A.34/ *Richtlinien für die Ausstattung und den Betrieb von Straßentunneln (RABT)*. Forschungsgesellschaft für Straßen- und Verkehrswesen, Köln, 1993.
- /A.35/ DIN 4102: *Brandverhalten von Baustoffen und Bauteilen*. Sept. 1977

B Rechnerische Simulation ausgewählter Brandversuche

- /B.1/ Heins, Th.: *Simulationsmodell zur sicherheitstechnischen Beurteilung der Rauchausbreitung bei Bränden in ausgedehnten Räumen*. s. /E.5/
- /B.2/ Ingenieurgemeinschaft Lässer-Feizlmayr: *Brandversuche in einem Tunnel, Bundesministerium für Bauten und Technik*. Straßenforschung, Heft 50, Wien, 1976
- /B.3/ Schweiger, H.: *Thermodynamische Untersuchungen von Tunnelbränden, Bundesministerium für Bauten und Technik*. Straßenforschung, Heft 78, Wien 1977
- /B.4/ *Schlußbericht der Versuche im Ofenegg-Tunnel vom 17.5.-31.5.1965*. Bundesamt für Straßenbau, Kommission für Sicherheitsmaßnahmen in Straßentunneln, Bern, 1965
- /B.5/ Heins, Th.; Kordina, K.: *Untersuchungen über die Brand- und Rauchentwicklung in unterirdischen Verkehrsanlagen - Katastrophenschutz in Verkehrstunneln*. Schriftenreihe "Forschung" des Bundesministers für Raumordnung, Bauwesen und Städtebau, Heft Nr. 481, Wuppertal, 1990
- /B.6/ Zukoski, E.E.: *Convective Flows associated with Room Fires*. Semiannual Progress Report, Grant No. 31892XI, California Institute of Technology, Pasadena, 1975
- /B.7/ Zukoski, E.E.; Kubota, T.; Cetegen, B.: *Entrainment in the Near Field of a Fire Plume*. National Bureau of Standards, NSB-GCR-81-346, Gaithersburg, 1981

- /B.8/ McCaffrey, B.J.: *Momenture Implications for Buoyant Diffusion Flames*. Combustion and Flame 52, 1983, S. 149
- /B.9/ Jones, W.W.: *A Multicompartment Modell for the Spread of Fire, Smoke and Toxic Gases*. Fire Safety Journal 9, p. 55-79, 1985
- /B.10/ Ellison, T.H., Turner, J.S.: *Turbulent Entrainment in Stratified Flows*. Department of Mechanics of Fluids, University of Manchester, 1959
- /B.11/ Babrauskas, V.: *COMP2 - A Program for Calculating Post-Flashover Fire Temperatures*. s. /A.31/
- /B.12/ McAdams, W.H.: *Heat Transmission*. McGraw-Hill Book Company, 1954
- /B.13/ Rockett, J.A.: *Using the Harvard/NIST Mark VI Fire Simulation*. National Institute of Standards, NISTIR 4464, Gaithersburg, 1990
- /B.14/ Dobbernack, R.; Schneider, U.: *Wärmebilanzrechnungen in Brandräumen unter Berücksichtigung der Mehrzonenmodellbildung (Teil III)*. Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz der TU Braunschweig, Heft 59, Braunschweig, 1983
- /B.15/ VDI-Wärmeatlas, s. /A.5/
- /B.16/ Steinert, C.: *Wärmeübergangsbedingungen von Bauteilen im Brandfall*. s. /A.29/
- /B.17/ EUREKA-Report EU 499: *Firetun: Fires in Transport Tunnels*. s. /E.4/
- /B.18/ Jin, T.: *Visibility Through Fire Smoke*. Journal of Fire and Flammability, Vol. 9, p.135-155, 1978

R Resümée, Anwendung und Ausblick

- /R.1/ Westhaus, K.-H.; Aich, H.; Loers, G.; Schmidt-Schleicher, H.; Lippert, D.: *Brandversuch in einem Stadtbahntunnel aus gewellten Stahlblechen in Gelsenkirchen*. s. /E.6/
- /R.2/ Gutachterliche Stellungnahme Nr. G 858126: *Brandschutztechnische Untersuchung der Stadtbahn Gelsenkirchen*. Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz - Lehrstuhl für Massivbau der Technischen Universität Braunschweig, 20.3.1985 - unveröffentlicht
- /R.3/ Hettwert, H.: *Gutachten über die erforderlichen betrieblichen Vorkehrungen, die bei einem Brandfall in unterirdischen U-Bahn-Haltestellen getroffen werden müssen, und die baulichen Konsequenzen eines solchen Brandes*. Essen, Februar 1985 - unveröffentlicht
- /R.4/ VDI-Wärmeatlas, s. /A.5/
- /R.5/ Kordina, K.; Dobbernack, R.: *Zum Bericht über den Brandversuch in einem Stadtbahntunnel aus gewellten Stahlblechen in Gelsenkirchen (Sonderheft TUNNEL vom April 1987)*. TUNNEL 3/88, 1988

31. Jan. 1997

21-1452/001

PAPIERFLIEGER, Clausthal-Zellerfeld
ISBN 3-932243-26-9